

DER PHYSIK UND CHEMIE.

BAND CXXVIII.

**I. Ueber die Erzeugung von Klangfiguren in
Orgelpfeifen und über die Wirkung tönender
Luftsäulen auf Flammen;
von Dr. August Kundt.**

In der von mir in diesen Annalen (Band CXXVII, S. 497 bis 523 veröffentlichten Untersuchung: *„Ueber eine neue Art akustischer Staubfiguren und über die Anwendung derselben zur Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in festen Körpern und Gasen“* habe ich gezeigt, daß die von mir gefundenen und a. a. O. im Allgemeinen beschriebenen Staubfiguren sich mit Erfolg für eine genaue Bestimmung der Schallgeschwindigkeit anwenden lassen. Ich habe mich seitdem, da besonders die möglichst genaue Kenntniß der Schallgeschwindigkeiten der Gase von Wichtigkeit ist, damit beschäftigt, solche Bestimmungen auszuführen und werde ich dieselben später mittheilen. In Folgendem möchte ich nur einige Beobachtungen und Versuche beschreiben, auf die ich bei dieser Gelegenheit geführt wurde, die für die Erklärung der Eigentümlichkeiten der Staubfiguren und für das Studium der Bewegung einer tönenden Luftsäule im Allgemeinen von Interesse seyn dürften.

Da Samen *Lycopodii*, welches ich bisher zu den Staubfiguren angewandt hatte, mir für genaue Bestimmungen nicht geeignet schien, da man es nicht ausglühen kann, um es von allem an demselben condensirten Wasserdampf und anhaftenden Gasen zu befreien und ich ein Pulver haben wollte, welches durch starkwirkende Gase und Dämpfe nicht angegriffen würde, so bemühte ich mich eine unorganische Substanz zu finden, die die Staubfiguren mit derselben Leich-

tigkeit und Schärfe zeige, wie *Lycopodium*. Ein ganz fein ausgeschleimter Quarzsand, wie er für Glasuren angewendet wird, erwies sich endlich als geeignet.

Außerdem habe ich eine Menge anderer Pulver durchversucht; die meisten zeigten kleine Verschiedenheiten, die indessen über die Staubfiguren nichts Neues lehrten. Nur ganz feine Kieselsäure zeigte ein eigenthümliches Verhalten.

Als nämlich ganz fein zertheilte Kieselsäure¹⁾ in den Apparat, der a. a. O. S. 512 beschrieben ist, gebracht wurde, wanderte dieselbe, auch wenn die Länge der Luftsäule ein Vielfaches der halben Welle war, bei horizontal gehaltenem Apparat nicht zu den Knotenpunkten, dieselbe wirbelte vielmehr ebenso, wie der Sand, zwischen 2 Knotenpunkten auf und bildete, wie es früher beim Sand beschrieben ist, feine parallele Rippen. Diese Rippen der Kieselsäure unterscheiden sich jedoch merklich von denen des Sandes. Während nämlich diejenigen des Sandes nur am Boden der Röhre vorhanden sind, und der Sand während des Tönens nur wenig vom Boden in die Höhe gehoben wird, bilden die Rippungen der Kieselsäure, so lange der Ton anhält, Querwände in der Röhre, deren Höhe oft über die Hälfte des Durchmessers der Röhre beträgt. Einzelne Schichten erstrecken sich sogar zuweilen über den ganzen Querschnitt der Röhre, so daß es den Anschein hat, als seien in dieselbe lauter feine Membranen eingespannt. Diese Querwände von Kieselsäure sind außerordentlich dünn, so dünn, wie ein dünnes Blatt Papier, und wenn der Apparat horizontal liegt, stehen sie oft in einer ganzen Aus-

1) Die Kieselsäure wurde auf bekannte Weise aus Flusspath, Quarzsand und Schwefelsäure dargestellt, indem das entwickelte Kieselfluorgas unter Quecksilber in Wasser geleitet wurde, wobei sich die Kieselsäure in äußerst fein zertheiltem Zustande ausscheidet. Sie wurde alsdann getrocknet, ausgeglüht, in einer Reibschale nochmals gerieben und dann durch ein feines Gewebe durchgeseiht. Die so dargestellte Kieselsäure ist für die Versuche die bei weitem geeignetste Substanz. Weniger gut lassen sich die Versuche allerdings auch mit Kieselsäure, die aus einem Silicat ausgefällt ist, ja selbst mit anderen leichten Pulvern, wie fein geriebene *Magnesia* anstellen.

dehnung, so lange der Ton anhält, ganz still. Fig. I. Taf. X. giebt ein, wenn auch nur unvollkommenes Bild eines Stückes der tönenden Luftsäule, wenn Kieselsäure sich in derselben befindet. Neigt man den Apparat etwas, so fangen meist die sämtlichen Querwände an zu wandern und wandern langsamer oder schneller zu den Knotenpunkten. Der Abstand der einzelnen Schichten von einander ist verschieden, im Allgemeinen läßt sich nur sagen, daß der Abstand der Schichten von einander an den Stellen am größten ist, an denen sich vor dem Tönen die größte Masse Kieselsäure befand. — Wenngleich die vollkommene Erzeugung der Schichten mittelst Kieselsäure noch keinen Aufschluß über das Zustandekommen derselben giebt, so folgt doch daraus, daß die dünnen Schichten von Kieselsäure durch den ganzen Querschnitt der Röhre gehen, daß die Ursache, durch die die Rippungen überhaupt, z. B. die von Sand und Samen *Lycopodii*, entstehen, im ganzen Querschnitt der tönenden Luftsäule in gleicher Weise vorhanden ist.

Die außerordentliche Schärfe und Regelmäßigkeit der Erscheinung bei Kieselsäure läßt auch keinen Zweifel, daß dieselbe durch eine eigenthümliche complicirte Bewegung der Luft bedingt seyn muß und nicht durch ein Mitnehmen der Theilchen des Staubes beim einfachen pendelartigen Hin- und Hergang der Luft erzeugt werden kann.

Das eigenthümliche Verhalten und die außerordentlich leichte Beweglichkeit der Kieselsäure veranlaßten mich indess, nochmals die früher mißlungenen Bemühungen wieder aufzunehmen, in Orgelpfeifen den beschriebenen ähnliche Klangfiguren zu erhalten. Als demzufolge auf den unteren Theil einer runden Orgelpfeife ein Glasrohr gesetzt wurde, etwas Kieselsäure in die Röhre geschüttet und das Rohr oben mit einem Kork verschlossen war, so bildete in der That, als die Pfeife auf ihren Grundton angeblasen wurde, die Kieselsäure zarte aufrechtstehende Querwände, die, so lange der Ton anhielt, still standen oder langsam wanderten. Wurde die Pfeife so angeblasen, daß mehrere Knotenpunkte in derselben waren, so marquirten sich diese

durch die Kieselsäure ebenfalls sehr gut. Zu dem Ende mußte die Kieselsäure durch Schütteln möglichst gleichmäßig in der Pfeife vertheilt, diese horizontal gehalten und der entsprechende Ton kurz und bestimmt angeblasen werden. Als dann entstand in der Pfeife eine Figur, die derjenigen von Samen *Lycopodii* ähnlich ist, wie sie in der oben angeführten Untersuchung S. 514 beschrieben und Fig. 2 abgebildet ist. Zwischen zwei Knotenpunkten legt sich die Kieselsäure in lauter parallele Rippen, nach den Knotenpunkten selbst wandert dieselbe nicht. An diesen bleibt der wenige Staub, der dort gelegen, ruhig liegen und dieselben sind von einem Ring von Kieselsäure umgeben. Fig. 2a Taf. X. zeigt ungefähr die Anordnung der Kieselsäure in einer Pfeife, die mit drei Knotenpunkten tönt.

Ich wendete zu meinen Versuchen 2 Orgelpfeifen an, die ursprünglich C und c gaben. Von diesen wurden die Röhren, die aus Pappe bestanden, abgenommen und mittelst Kork Glasröhren aufgesetzt, deren Länge zwischen 1 und 5 Fuß variierte und deren Durchmesser $\frac{1}{4}$ —2 Zoll betrug. Waren die aufgesetzten Röhren über $1\frac{1}{2}$ Fuß lang, so war es schon schwer, den Grundton zu erhalten, die Pfeifen gaben mit Leichtigkeit und Stärke meist nur die Obertöne an, etwa den 3ten bis 7ten, alsdann war es aber sehr leicht die beschriebene Figur von Kieselsäure zu erhalten.¹⁾

Die Viertelwelle, die zunächst dem Labium lag, zeigte selten scharfe Lagerung des Staubes, derselbe wirbelt dort allzusehr auf. Die späteren Wellen werden jedoch alle gleichmäßig gut ausgebildet. Man kann die Länge dieser

1) Die Figuren entstehen außerordentlich scharf, wenn die Kieselsäure richtig in der Pfeife vertheilt ist und der betreffende Ton kurz und klar angeblasen wird. Am vollständigsten werden dieselben, wenn die Kieselsäure durch Schütteln so vertheilt ist, daß sie überall an der Röhre haftet. Leichter jedoch erhält man die Figur, wenn man durch Klopfen die Kieselsäure an den Boden der Pfeife bringt, dann dieselbe etwas dreht, so jedoch, daß die Kieselsäure am Glase haften bleibt. Tönt man die Pfeife, so fällt der Staub von der Seite an den Boden und zeigt meist die Figur sehr klar.

Halbwellen¹⁾ mit ziemlicher Genauigkeit messen, da sich die Mitte eines Knotenpunktes in der Kieselsteinaurefigur ganz wohl angeben läßt.

Bei Messungen, die ich bei verschiedenen Pfeifenlängen angestellt habe, ergaben sich alle diese Wellen, wie nothwendig, als von durchaus gleicher Länge; die Länge der ersten Viertelwelle, die dem Labium zunächst liegt, war, wie vorausszusehen, verschieden von der der späteren Wellen. Oft war es indessen nicht möglich, den ersten Knotenpunkt, der zunächst dem Labium lag, scharf zu bestimmen, die Bewegung der Luft und daher die Anordnung der Kieselsteine ist hier nicht immer schon regelmäßig genug.

Wie gut sich aber die Wellenlänge des Tons aus der Länge der entfernteren Wellen bestimmen läßt, mögen folgende Messungen zeigen.

Auf den unteren Theil der Pfeife, die c gab und einen Durchmesser von 28^{mm} hatte, war ein Glasrohr von etwa 1040^{mm} Länge und 20^{mm} Durchmesser gesetzt.

Die Pfeife wurde gedeckt angeblasen, so daß dieselbe 7 halbe und 1 Viertelwelle enthielt, also ihren 8ten Ton gab, — die Länge der Pfeife von ihrem gedeckten Ende bis zum Labium betrug 1090^{mm}.

Es wurde nun in vier Versuchen gefunden:

I. Versuch:

Die erste Halbwelle vom gedeckten Ende aus gerechnet

$$= 153.3$$

$$\text{die 2te} \quad . \quad . \quad . \quad = 149.3$$

$$\text{die 3te} \quad . \quad . \quad . \quad = 151.4$$

$$\text{die 4te} \quad . \quad . \quad . \quad = 148.3$$

$$\text{die 5te} \quad . \quad . \quad . \quad = 152.8$$

$$\text{die 6te} \quad . \quad . \quad . \quad = 151.6$$

1) Der Raum zwischen zwei Knotenpunkten ist auch hier, wie früher, als Halbwelle genommen, wo jedoch kein Irrthum möglich war, ist zuweilen der Kürze wegen, statt Halbwelle, einfach Welle geschrieben.

II. Versuch:

1ste Halbwellen	= 151 . 6
2te	= 153 . 6
3te	= 150 . 2
4te	= 152 . 1
5te	= 154 . 2
6te	= 152 . 2

III. Versuch:

Gesamtlänge der 3 ersten Halbwellen	= 450 . 1
der 4ten bis 6ten	= 455 . 4.

IV. Versuch:

Gesamtlänge der 3 ersten Halbwellen	= 453 . 6
der 4ten bis 6ten	= 453 . 8.

Daraus findet man im Mittel die Länge der Halbwellen für die angewandte Pfeife von 1090^{mm} Länge bei ihrem 8ten Ton.

- 1) 150 . 9
- 2) 152 . 3
- 3) 150 . 9
- 4) 151 . 2

Also das Gesamtmittel 151 . 3.

Die Länge der 8ten Halbwellen plus der letzten Viertelwelle am Labium beträgt demnach

$$1090 - 6 \cdot 151,3 = 182,2^{\text{mm}}.$$

Rechnet man die 8te Halbwellen, die ich nicht gut messen konnte, da der unterste Theil der Pfeife aus Holz war und den letzten Knoten halb verdeckte, ebenfalls zu 151 . 3, so bleibt für die letzte Viertelwelle nur 30 . 9, also ein bedeutend zu kleiner Werth. Da der hölzerne Theil der Pfeife einen 8^{mm} größeren Durchmesser hatte, als das aufgesetzte Glasrohr, so darf diese bedeutende Abweichung nicht wundern.

Mit einer anderen Pfeife von ganz kleinem Durchmesser wurde die Wellenlänge ihres 8ten Tones in zwei Versuchen zu 58 . 4 und 58 . 8 bestimmt, die des 7ten Tones ergab sich zu 66 . 5. Berechnet man aber aus der Länge des 8ten

Tons

= 66

die

sie

werd

der

deren

zu

nur

entst

durch

rung

M

bloß

fen,

rer

ich

oder

dem

Gla

Län

etw

mit

bild

Qu

sell

ren

ger

sich

der

un

ein

St

An

ge

de

Tons die Wellenlänge des 7ten, so ergibt sich $58,6 \cdot \frac{17}{13} = 66,2$. Man sieht also, daß man aus den Staubfiguren die Wellenlänge des Tons einer gedeckten Pfeife, wenn sie einen Oberton giebt, gut bestimmen kann. Ueberdies werden die Staubfiguren dazu dienen können, die Länge der ersten, dem Labium zunächst liegenden Viertelwelle und deren Verhältniß zu der wirklichen Viertelwelle des Tones zu bestimmen. Man erhält übrigens die Staubfiguren nicht nur in *gedeckten*, sondern auch in *offenen* Orgelpfeifen, sie entstehen nur in den ersteren leichter und schärfer, da der durchgehende Luftstrom bei den offenen Pfeifen die Lagerung der Kieselsäure etwas stört.

Mit großer Schärfe erhält man die Staubfiguren nicht bloß in Pfeifen mit tieferen Tönen, sondern auch in Pfeifen, die so construirt sind, daß sie eine ganze Reihe höherer Töne geben können. Ich verschaffte mir solche, indem ich kleine Pfeifen, wie man sie als Signal- oder Lockpfeifen oder als Spielzeug für Kinder überall findet, etwa 1 Zoll über dem Labium abschnitt und dann mittelst Kautschuckröhren Glasröhren von geringerem Querschnitt und verschiedener Länge auf dieselbe aufsetzte. Wird in eine solche Pfeife etwas Kieselsäure gestreut, das Glasrohr dann am oberen Ende mit einem Kork geschlossen und die Pfeife angeblasen, so bildet die Kieselsäure in derselben die oben beschriebenen Querwände in großer Anzahl. Aus der Gruppierung derselben läßt sich schon die Zahl der Wellen in den Röhren erkennen. Neigt man alsdann die Pfeife etwas, so fangen die Schichten an zu wandern und die Kieselsäure legt sich in lauter kleinen Häufchen auf die Knotenpunkte. In dem Rohre bildet sich die, Bd. CXXVII, S. 513 beschriebene und dort Fig 3. Taf. V. abgebildete Punktfigur. Giebt man einen andern Ton der Pfeife an, so beginnen die früheren Staubbüfchen sich zu bewegen und legen sich in anderer Anzahl und an anderen Stellen wieder nieder. Eine kleine gedeckte Pfeife dieser Art von etwas über 1 Fufs Länge bildete 3—9 Knotenpunkte mit Leichtigkeit; eine andere von

etwa 4 Fufs Länge und $\frac{1}{2}$ Zoll Breite bildete 8—30 Knotenpunkte. Auch in ungedeckten Pfeifen dieser Art erhält man mit Vorsicht die Knoten hinreichend scharf. — Die Staubhäufchen entstehen, wie angegeben, nur wenn die Pfeife etwas geneigt wird; liegt dieselbe ganz horizontal, so bilden sich nur in der ganzen Länge des Rohrs die Querschichten. Dasselbe findet nun auch in den oben angewandten Pfeifen mit tieferen Tönen statt. Hat man in einer Orgelpfeife die Staubfigur erzeugt, wie sie in Fig. 2 gezeichnet, und neigt dann das gedeckte Ende derselben, während man die Pfeife constant anbläst, etwas nach unten, so fangen die Schichten der Kieselsäure an nach unten zu wandern und begeben sich nach den Knotenpunkten. Der Staub wandert jedoch nicht bis in die Mitte der Löcher, die in Figur 2a die Knotenpunkte bezeichnen, an welcher Stelle man doch den eigentlichen Knotenpunkt, d. i. die geringste Bewegung vermuthen sollte. Der Staub wandert nun bis an den Staubring, der anfangs die Knotenstelle umgab. In Fig. 2b ist die Lage der Staubhäufchen gezeichnet, wenn das gedeckte Ende während des Tönens nach unten geneigt war; in Fig. 2c sind die Staubhäufchen gezeichnet, wie sie sich bilden, wenn das gedeckte Ende während des Tönens in die Höhe gehalten war. Es ergibt sich also, dafs der Staub zwar von beiden Seiten zu den Knotenpunkten hingeführt wird, derselbe selbst aber frei vom Staube bleibt. Welche eigenthümliche Bewegung der Luft in den Knotenpunkten den Staub hindert, sich dort anzusammeln, mufs für den Augenblick unerörtert bleiben.

Ich unterlasse es auch, die Messungen hier mitzutheilen, die ich bisher über die Gröfse des Raumes ausgeführt, in den hinein der Staub sich bei verschiedenen Pfeifen nicht bewegte, da sich ein Zusammenhang dieser Gröfsen mit der Wellenlänge des Tons bisher nicht ergeben hat. Nur das läfst sich mit Bestimmtheit sagen, dafs, je gröfser die Wellenlänge ist, um so gröfser ist auch die Stelle am Knotenpunkt, in die hinein der Staub nicht bewegt wird.

Als z. B. eine der oben angewandten gedeckten Orgel-

pfeife:
etwa
25"

Der S
bewe
ren A

der l

also

Stau

von

hera

schö

auf

der

sehr

dann

cher

ord

Das

sch

sch

den

den

nig

Fe

ach

w

etw

ric

de

zu

be

1

pfeifen ihren 5ten Ton gab, war die Länge dieses Raumes etwa 95^{mm}, als dieselbe ihren 7ten Ton gab, war der Raum 25^{mm}; als sie ihren 8ten Ton gab, nur 14^{mm}.

Die bei Pfeifen sehr augenfällige Erscheinung, daß sich der Staub von beiden Seiten an die Knotenstellen nur herabewegt, nicht auf dieselben, zeigt sich auch bei dem früheren Apparat zur Erzeugung der Staubwellen. Ist die Länge der Luftsäule gleich $\frac{n}{4}$ der entstehenden Luftwelle, so daß also die Figur mit den Löchern entsteht, so wandert der Staub beim Neigen des Apparats nach oben oder unten, von der einen oder anderen Seite an die Knotenpunkte heran, ohne jedoch sich auf dieselben zu bewegen. Sehr schön sieht man aber, daß das Semen *Lycopodii* sich nicht auf den Knotenpunkten selbst ansammelt, wenn die Länge der Luftsäule = $\frac{n}{2}$ der entstehenden Welle ist und man sehr wenig Semen *Lycopodii* in den Apparat bringt. Als dann bildet sich nicht, wie früher abgebildet, ein Staubbäufchen auf dem Knotenpunkt, sondern es erscheint eine Anordnung des Staubes, wie sie in Fig. 3 Taf. X gezeichnet. Das Semen *Lycopodii* hat sich von beiden Seiten in einer scharfen Linie an den Knotenpunkten herabewegt, zwischen diesen Linien ist jedoch die Stelle staubfrei.

Außer den Erscheinungen in den Knotenpunkten ist in den Orgelpfeifen besonders die Bewegung der Luft zunächst dem Labium von Interesse. Mit Kieselsäure läßt sich wenigstens Einiges dieser Bewegung erkennen. Bekanntlich hat Fermönd¹⁾, als er eine Pfeife mit Tabaksrauch anblies, beobachtet, daß dieser sich in einer Spirale in der Pfeife bewegte. Schüttet man in eine gedeckte Pfeife mit Glasrohr etwas Kieselsäure, hält die Pfeife anfangs horizontal und richtet sie dann während des Tönens allmählig auf, so daß der Kieselsäurestaub nach unten fällt, so bleibt derselbe zum großen Theil oberhalb des Labiums in der Pfeife schweben und bewegt sich hier in spiralförmiger Bahn. Man kann

1) Diese Ann. Bd. LXII. S. 576 u. 580.

oft zwei, auch mehr Umgänge der Spirale erkennen. Nach oben hin erweitern sich die Umgänge derselben. Der Sinn, in welchem die Spirale gewunden ist, hängt ab von der Beschaffenheit des Labiums. Entfernt man während des Tönsens den die Pfeife oben deckenden Kork, so zieht sich die Spirale bedeutend in der Pfeife in die Höhe. In den oberen Theilen des Pfeifenrohrs ist aber weder bei offenen, noch bei gedeckten Pfeifen von Spiralbewegung Etwas zu erkennen. Diese Erscheinungen bedürfen noch einer genaueren Untersuchung.

Was übrigens die Bewegung in den vom Labium entfernten Theilen der Pfeife anlangt, so zeigt schon der Umstand, daß dort die Schichten von Kieselsäure ganz regelmäßig sind und als ebene Flächen durch den Querschnitt gehen, daß die Bewegung dort im ganzen Querschnitt eine ziemlich gleichmäßige seyn muß. —

Ich habe es oft versucht, die Abstände dieser Querrippungen von einander zu messen, und oft sind auch wirklich in einer Halbwelle die Abstände der einzelnen Schichten von einander sehr nahe gleich, aber sobald man etwas mehr, etwas weniger Kieselsäure in die Pfeife schüttet, so oft der Staub anders in derselben vertheilt ist, so oft ändern sich die Abstände und Anordnungen der Schichten. Nur ein Umstand ist bemerkenswerth: Wenn eine Pfeife so angeblasen wird, daß sie neben dem Grundtone auch noch die Octave schwach angiebt, so zeigen sich in der Mitte zwischen den größeren Schichten, die offenbar durch den Grundton hervorgebracht werden, kleinere Schichten, die anscheinend der Octave zugehören. ¹⁾

Da ich durch Messungen also keinen Aufschluß über die Natur und Entstehung der Schichten erhalten konnte,

1) Alle bisher angegebenen Versuche wurden mit runden Pfeifen angestellt, ich habe dieselben zum Theil mit Pfeifen von quadratischem Querschnitt wiederholt. Die Erscheinungen waren den obigen sehr ähnlich. Genauere Vergleichen werden mir erst mit geeigneten quadratischen Pfeifen, die ich mir zu dem Ende anfertigen lasse, möglich seyn.

so suchte ich sie mit anderen verschiedenen Körpern darzustellen, um dadurch vielleicht neue Gesichtspunkte zu gewinnen. Besonders kam es mir darauf an, eine noch leicht beweglichere Materie als die Kieselsäure anzuwenden, die doch andererseits möglichst gleichmäßig, wenigstens an einem Orte der Pfeife beharre. Als solcher Körper schien mir eine leuchtende Gasflamme geeignet und ich versuchte demgemäß innerhalb einer aufrechtstehenden Orgelpfeife eine Gasflamme anzubringen. Um die Bewegungen der Luft einer tönenden Pfeife sichtbar zu machen, hat bekanntlich König schon die Gasflammen angewandt. Sie dienen ihm jedoch nur dazu, die Oscillationen des Tons der Pfeife im rotirenden Spiegel sichtbar zu machen und durch die Flammen die Stellen der Knotenpunkte nachzuweisen. Mein Zweck war, durch die Flamme die kleinen, in den Schichten der Pulver sich kundgebenden Bewegungen der Luft zu studiren und ich brachte daher nicht, wie König, die Flammen außerhalb der Pfeife an, sondern führte Flammen direct in die Pfeife ein. Die Resultate waren folgende:

Bringt man eine Gasflamme auf irgend eine Weise in eine vertical stehende Pfeife, läßt dieselbe etwa 1 bis 1½ Zoll hoch brennen und die Pfeife tönen, so zeigt die Flamme während des Tönens die in Fig. 4 Taf. X gezeichnete Form.

Man erkennt in der Figur bereits deutlich eine schichtenweise Abtheilung der Flamme. Bringt man dieselbe alsdann aus der Mitte der Pfeife mehr an die Wandungen derselben, so tritt die Schichtung noch viel klarer hervor. Die Flamme theilt sich vollständig in über einander liegende helle und dunkle Schichten, wenn sie die Wandungen des Pfeifenrohres direct berührt. Um die Flamme bequem an jede Stelle der Pfeife bringen zu können und das Springen des gläsernen Pfeifenrohres zu verhüten, habe ich dieselbe folgender Maßen eingerichtet.

Auf den untern hölzernen Theil *aa* der Pfeife (Taf. X, Fig. 5), der etwa 50^{mm} im Durchmesser hat, ist ein etwa 430^{mm} langes starkes Glasrohr *bb* gesetzt. Die Hälfte der inne-

ren Wandung dieses Glasrohres ist der ganzen Länge nach mit einem rund gebogenen dünnen Messingblech *cc*, bedeckt, das oben und unten durch kreisrunde angenietete Blechstreifen, die etwas federn, an die Glaswand angedrückt wird. Bringt man eine Flamme dicht an dies Blech oder läßt sie direct gegen dasselbe brennen, so springt die Glasröhre nicht, da das Blech das Glas nicht vollkommen berührt.

Oben auf das Rohr *bb* ist ein Ring von Messing *d* aufgesetzt, der mit einem kleinen vorstehenden Rand auf dem Rand des Glasrohrs paßt und mit kleinen Federn, die innerhalb desselben angebracht sind, auf dem Glasrohr festgehalten ist.

Oben an der innern Seite dieses Ringes ist eine kleine Hülse *e* angelöthet. Durch diese geht mit Friction ein dünnes Gasleitungsrohr *ff'*. Bei *f* ist der Schlauch, der das Gas zuführt, angebracht, bei *f'* ist das Kniestück *g* auf das Rohr gesetzt und auf dieses ist mit einem Kautschuckröhrchen die eigentliche Brennspitze *h* aufgesetzt. Diese Spitze ist aus Glas gefertigt und in der in der Figur gezeichneten Weise gebogen. Auf die Beschaffenheit dieser Spitze kommt sehr viel an, und habe ich daher die Form derselben noch besonders in Fig. 6 gezeichnet. Man kann sich sehr leicht eine Anzahl solcher Spitzen aus Glasrohr verfertigen und dann die passendste aussuchen. Die ganze Pfeife ist der Bequemlichkeit wegen von einem Stativ gehalten. Indem man nun das Rohr *ff'* in der Hülse *e* bewegen, ferner den ganzen Ring *d* drehen und endlich noch das Kniestück *g* drehen kann, ist man im Stande die Flamme an jede beliebige Stelle der Pfeife zu bringen. Stellt man sie an irgend einer Stelle so ein, daß, wie es in der Figur gezeichnet, die etwa $1\frac{1}{2}$ Zoll hohe Flamme direct gegen das Blech *cc* brennt, bläst dann die Pfeife durch den Schlauch *h* mit dem Munde oder mit einem Blasetisch an, so wird man die Schichtung der Flamme sehr deutlich sehen. Fig. 7a giebt ein Bild ihrer Erscheinung. Ist die Flamme richtig eingestellt und die Größe derselben passend abgeglichen, so kann man es erreichen, daß die dunk-

leren Stellen zwischen zwei hellen Schichten in der That beinahe vollständig schwarz erscheinen und die hellen Schichten ganz isolirt von einander, eine über der andern, stehen. Eine genauere Untersuchung des Verhaltens der Schichten hat folgendes ergeben:

a) Die übereinander liegenden hellen Schichten der Flamme stehen, so lange der Ton anhält, vollkommen still; man erhält die Schichten in jeder Höhe der Pfeife, sowohl in Knotenpunkten, wie zwischen denselben, nur zunächst dem Labium werden sie unregelmäßig, undeutlich und zeigen sich zuweilen dort gar nicht.

b) Der Abstand der einzelnen Schichten unter einander ist ziemlich gleich, im obern Theil der Flamme liegen sie etwas enger als im untern und in der Mitte. Giebt man bei ein und derselben Pfeife den Grundton und dann die Octave an, so sind die Schichten bei der Octave etwa halb so groß als beim Grundton. Bei Pfeifen von verschiedener Länge nimmt der Abstand der hellen Schichten von einander mit der Länge der Pfeifen zu. Genaue Messungen anzustellen ist nicht leicht, das Gesagte erhellt aber aus folgenden Zahlen, die die Mittel einer Reihe von Bestimmungen sind.

Länge der Pfeife.	Abstand der hellen Schichten von einander.
1) 385 ^{mm}	5 ^{mm}
2) 595 ^{mm}	8 ^{mm}
3) 800 ^{mm}	11 ^{mm}

Daraus ergibt sich die Zahl der Schichten für die ganzen Pfeifenlängen

im ersten Fall . . .	= 77,5
im zweiten - . . .	= 71,7
im dritten - . . .	= 68,4

Die Größe der Schichten hängt übrigens in einer Pfeife und an einer und derselben Stelle etwas von der Größe der Flamme ab.

c) Beobachtet man, während die Pfeife tönt, die ge-

geschichtete Flamme in einem rotirenden Spiegel, so sieht man, ebenso wie bei der chemischen Harmonika und wie bei den von König an Orgelpfeifen angebrachten Flammen ein Alterniren der ganzen geschichteten Flamme. Während man jedoch in jenen Fällen eine Anzahl neben einander liegender, etwas nach der Richtung der Drehung schief gezogener Flammenbilder sieht, ist hier die Erscheinung eine etwas andere. Stellt Fig. 7a die geschichtete Flamme dar, so sieht man im rotirenden Spiegel die Flammenbilder *b*, *c*, *d* u. s. w.

Aus dem Alterniren der Erscheinung und der eigenthümlichen treppenartigen Form der einzelnen Bilder ergibt sich, daß einmal die Flamme abwechselnd erlischt und in die Höhe brennt, wobei dieß in die Höhebrennen in der Art vor sich geht, daß die Flamme durch die dunklen Stellen $\alpha\alpha'$ außerordentlich schnell geht, so daß die Intensität derselben hier gar nicht vom Auge wahrgenommen wird. Man könnte meinen, es trete auf dieser Strecke durch einen stärkeren Zug eine Verbrennung des Kohlenstoffs ein, so daß die Flamme an dieser Stelle überhaupt weniger leuchtet. Ist die Spitze der Flamme aber nach α' gekommen, so bleibt sie hier, wie man aus dem Bilde *b* sieht, bei β' eine Zeit lang in gleicher Höhe: es muß also ein Gegendruck gegen dieselbe vorhanden sein, der das schnelle in die Höhebrennen für einen Augenblick hindert; dabei könnte vielleicht eine weniger vollständige Verbrennung eintreten und die Flamme in Folge dessen intensiver leuchten. Dieß wiederholt sich so lange, bis eine halbe Oscillation des Tones der Pfeife beendet, indem alsdann durch die eintretende Verdichtung oder den Druck der bewegten Lufttheilchen die Flamme plötzlich fast ganz erlischt.

Der Raum $\beta\beta'$ ist aber in dem Spiegelbild ziemlich hell leuchtend und dieß zeigt, daß die dunklen Stellen der geschichteten Flamme doch nicht allein dadurch entstehen, daß durch stärkeren Zug eine sehr vollständige Verbrennung eintritt, sondern daß nur das in die Höhebrennen der Flamme hier so schnell geschieht, daß der Lichteindruck

auf unser Auge gegenüber den länger leuchtenden Stellen $\beta'\beta''$ verschwindet.

d) Statt mit dem rotirenden Spiegel kann man die geschichtete Flamme auch mit einer rotirenden Scheibe, in der einige enge Schlitzte eingeschnitten sind, beobachten. Man sieht dann bei dieser momentanen Beobachtung die Flamme in den verschiedenen Stadien des in die Höhe Brennens, und der Erfolg ist, daß die hellen Schichten nicht ruhen, sondern auf und ab hüpfen.

Mit der rotirenden Scheibe und mit dem rotirenden Spiegel kann man sich auch noch überzeugen, daß in der Nähe des Labiums, wo man die Schichten nur sehr undeutlich und oft gar nicht beobachtet, dieselben doch vorhanden sind. Dadurch daß sie aber hier, wo, wie schon oben gesagt, die Bewegung der Luft eine sehr unregelmäßige ist, immerwährend ihren Ort wechseln, entziehen sie sich dem bloßen Auge.

e) Man erhält die Flammenschichten nicht bloß in Orgelpfeifen, sondern auch in Luftsäulen, die auf andere Weise ins Tönen gebracht sind. In einem Glasrohr, in dem die Luft durch eine kleine aufschlagende Zunge ertönte, zeigten sich die Schichten sehr gut, ebenso in der chemischen Harmonika. Ich werde überdies in einem im nächsten Heft dieser Annalen erscheinenden Aufsatz einige Arten der Erzeugung von Tönen mittheilen, bei denen sich die Flammenschichten sehr schön zeigen.

Daß die Schichten in der Flamme den Rippungen des Sandes und der Kieselsäure analog sind, daß beide Erscheinungen auf denselben oder wenigstens sehr ähnlichen Ursachen beruhen müssen, kann nicht bezweifelt werden. Gelingt es, eine Erklärung der Schichten der Flamme zu gewinnen, bei welcher die Erscheinung regelmäßig ist und genauer untersucht werden kann, so muß damit auch wenigstens ein Theil der Erklärung der Rippungen des Staubes gegeben sein.

Die Ansicht aber, die ich mir aus den mitgetheilten Ver-

suchen über die Entstehung der Flammenschichten gebildet habe, ist folgende: Wenn eine Luftsäule einen bestimmten Ton giebt, so ist im Allgemeinen die Bewegung eines Lufttheilchens nicht eine einfach pendelnde, dieselbe ist vielmehr eine sehr complicirte, da fast immer neben dem Hauptton noch eine ganze Menge Obertöne vorhanden sind. Gesetzt alle die diesen Tönen zugehörigen Oscillationen gingen zu gleicher Zeit durch, ihre Gleichgewichtslage und die Wellenlängen und Amplituden derselben wären gegeben, so könnte man sich die Bewegung eines einzelnen Lufttheilchens — seine Schwingungsform — construiren. Sind eine ganze Menge Obertöne von nicht allzu geringer Intensität vorhanden, so stellt die Schwingungsform, in bekannter Weise geometrisch construirt, eine große Welle dar, auf der sich eine Anzahl kleiner sekundärer Wellen befinden. Diese sekundären Wellen können sich auf der ganzen Hauptwelle befinden oder es kann der aufsteigende Theil der Welle eine gerade Linie bilden und sämtliche kleinen Ein- und Ausbiegungen nur auf dem abwärts gehenden Theil vorhanden sein, darauf kommt es jedoch hier nicht an.

Wenn nun eine solche Wellenbewegung in einer Pfeife auf eine Flamme innerhalb derselben wirkt, so ist klar, daß die Hauptwelle, als Ganzes betrachtet, die Flamme wird erlöschen und in die Höhe brennen lassen, je nachdem die Bewegung der Luft von oben nach unten oder von unten nach oben gerichtet ist, oder je nachdem Verdichtung oder Verdünnung stattfindet. Außerdem werden aber auch die sekundären Wellen die Flammen bewegen, und wenn für eine Zeit lang das Erlöschen durch die Hauptwelle aufhörte, so würden sie die Flamme in stehende Schwingungen versetzen müssen, ebenso wie eine Luftsäule durch die Oscillationen einer longitudinal tönenden Röhre in stehende Schwingungen geräth. In der Flamme müßten sich Knotenpunkte bilden und an diesen würde sich der leuchtende Kohlenstoff anhäufen, ebenso wie der Staub in den tönenden Luftsäulen. Der Abstand der Knotenpunkte von einander wäre

bedingt durch die Oscillationsdauer der kleinen Wellen und durch die Schallgeschwindigkeit in der Flamme.

Dadurch aber, daß die ganze Flamme durch die Hauptwelle abwechselnd erlischt, kann nur die Hälfte dieser Bewegungen zu Stande kommen. Nur während die Flamme in die Höhe brennt, wirken auch zugleich die kleinen Wellen und zwar, wenn die Bewegung in den kleinen Wellen nach oben gerichtet ist oder eine Verdünnung stattfindet, brennt die Flamme schnell in die Höhe, wir sehen eine dunkle Stelle; wenn die Bewegung in den kleinen Wellen von oben nach unten gerichtet ist oder eine Verdichtung stattfindet, kann die Spitze der Flamme für einen Moment nicht höher brennen, sie steht still, der glühende Kohlenstoff sammelt sich an und wir sehen eine helle Schicht.

Die geschichtete Flamme giebt uns also gewissermaßen ein Bild der Klangfarbe der Pfeife und kennen wir die Schallgeschwindigkeit in der Flamme, so würden wir den Abstand zweier Schichten auf die Luft reduciren können, und danach die Schwingungsform der Luft in der Pfeife, wenigstens zur Hälfte, construiren können. Daß die Schichten durch die Schwingungsform der Luft in den Pfeifen bedingt sind, dafür spricht auch der Umstand, daß der Abstand derselben nahezu den Pfeifenlängen proportional ist, und bei der Octave die Hälfte von demjenigen beim Grundton ist. Die Schwingungsform ist bei verschiedenen langen Pfeifen von gleicher Bauart dieselbe, nur die sämtlichen Obertöne haben im Verhältniß zu der Pfeife an Wellenlänge zugenommen, daher auch die secundären Wellen auf der Hauptwelle, und mithin müssen auch die Schichten eben so an GröÙe zunehmen.

Eigenthümlich ist es, daß die Schichten so sehr viel deutlicher an den Wandungen der Pfeife als in der Mitte derselben sich zeigen. Es wäre indess wohl möglich, daß an den Wänden die Schwingungsform der Luft zusammengesetzter, oder wenigstens die Amplituden der Obertöne dort größer wären als in der Mitte.

Dafs die gegebene Erklärung der Flammenschichten sich wenigstens im Wesentlichen bei weiteren Untersuchungen bewähren wird, glaube ich, für die Querschichten von Kieselsäure und Sand bietet die Anwendung derselben aber manche Schwierigkeit. Vor Allem ist schwer einzusehen, wie nach derselben die Abstände zwischen den einzelnen Rippungen so variabel sein können, und wie diese Abstände von der Menge des vorhandenen Staubes abhängen können.

Erst mannigfach angestellte Versuche und eingehende theoretische Betrachtungen werden über die Rippungen und über die andern eigenthümlichen Bewegungszustände tönender Luftsäulen, wie sie sich in den feinen Pulvern und in den Flammen aufzeichnen, Aufschluß geben können.

Das Ergebnifs der bisher angestellten Beobachtungen läfst sich folgendermassen zusammenstellen.

1) Ebenso wie Samen *Lycopodii* in den Luftsäulen, die durch longitudinal tönende Stäbe in stehende Schwingung versetzt sind, Staubfiguren bildet, bildet feine Kieselsäure in horizontalen Orgelpfeifen, gedeckten oder offenen, Figuren, die die Knotenpunkte der Pfeifen deutlich erkennen lassen.

2) Zwischen zwei Knotenpunkten bildet während des Tönens die Kieselsäure dünne Querwände, die bei geneigter Pfeife zu den Knotenpunkten wandern.

3) An den Knotenpunkten selbst bleibt eine Stelle von bestimmter Gröfse immer frei vom Staub, und selbst bei geneigter Pfeife wandern die Rippungen nicht in diesen Raum hinein, sondern nur an denselben heran. Die Gröfse dieses Raumes, in den hinein sich der Staub nicht bewegt, nimmt mit der Welleulänge des Tones im Allgemeinen zu.

4) Aus den in einer Pfeife gebildeten Figuren von Kieselsäure kann man die Wellenlänge des angeblasenen Tones bestimmen. Die Figuren werden sich daher besonders eignen für eine Aufsuchung der Knotenpunkte bei Pfeifen mit verschiedener Art des Anblasens und mit Röhren von verschiedenem Querschnitt und mit Seitenöffnungen.

5) Mit Kieselsäure läfst sich die, von Fermond zuerst

beobachtete Spiralbewegung der Luft in Pfeifen in der Nähe des Labiums beobachten; in offenen Pfeifen erstreckt sich die durch Kieselsäure sichtbare Spiralbewegung weiter in das Rohr der Pfeife hinein, als bei gedeckten.

6) Eine in eine Orgelpfeife auf geeignete Art eingeführte leuchtende Gasflamme zeigt ebenso wie der Staub eine Schichtung. Die Gröfse der hellen und dunklen Schichten ist bei verschiedenen langen Pfeifen nahezu proportional der Länge der Pfeifen.

7) Die Schichtung der Flamme ist wahrscheinlich bedingt durch die aus der Gesamtheit der Obertöne resultirende Schwingungsform der tönenden Luftsäule. *)

*) Siehe die Note am Schluss des Hefts.

II. *Optische Experimental-Untersuchungen;* von G. Quincke.

(Fortsetzung von Bd. 127, S. 1—29 und S. 199—237.)

III. Ueber die elliptische Polarisation des Lichtes bei gewöhnlicher Reflexion.

26.

Schon Brewster ¹⁾ hat darauf aufmerksam gemacht, daß das Licht durch Reflexion unter dem sogenannten Polarisationswinkel nicht vollständig polarisirt wird. Diese unvollständige Polarisation des Lichtes ist besonders bei stark brechenden Substanzen zu bemerken. Brewster sieht jedoch den Grund nicht sowohl in der stärkeren Brechung als in der stärkeren Zerstreuung (Dispersion) des Lichtes. Biot ²⁾ schloß aus Versuchen von Arago über das Auftreten oder Ausbleiben von Farben, wenn Licht unter einem Winkel reflectirt wurde, der nahezu gleich dem Pola-

1) *Phil. trans.* 1815 p. 125 sqq. *Abr. I*, p. 15.

2) Biot, *traité de physique IV*, p. 292, 1816.

risationswinkel war, daß die Erscheinungen in einer besonderen Art Polarisation ihren Grund hätten, wie sie allgemein bei Metall-Oberflächen aufträte. Arago¹⁾ selbst war der Ansicht von Brewster. Aug. Seebeck²⁾ spricht keine bestimmte Meinung aus, da seine Versuche die unvollkommene Polarisation des vom Diamant und der Zinkblende unter dem Polarisationswinkel reflectirten Lichtes nachwiesen, und bei der letzteren die Polarisation besonders unvollkommen war, obwohl der Brechungsexponent kleiner als der des Diamants ist.

Zwei Jahre später schloß Airy³⁾ aus den Erscheinungen, welche Newton'sche Farbenringe in der Luftschicht zwischen einer Glaslinse und einer Diamantfläche zeigten, daß das vom Diamant nahezu unter dem Polarisationswinkel reflectirte Licht elliptisch polarisirt ist, daß in der Nähe dieses sogenannten Polarisationswinkels (für welchen reflectirter und gebrochener Strahl auf einander senkrecht stehen) für senkrecht zur Einfallsebene polarisirte Strahlen sich die Phase der reflectirten Strahlen um eine Größe ändert, die mit wachsendem Einfallswinkel von 0 bis nahezu π abnimmt. Er spricht gleichzeitig die Ansicht aus, daß auch bei der Reflexion an Glasflächen eine ähnliche allmähliche Aenderung der Phase in der Nähe des Polarisationswinkels stattfände. Die Reflexion an der Oberfläche des Diamants hätte Aehnlichkeit mit der metallischen Reflexion, jedoch träte die Verzögerung der Phase beim Diamant ein, wenn sich der Einfallswinkel um 3 oder 4 Grade änderte, geschähe also mit wachsendem Einfallswinkel später und schneller als bei den Metallen.

Diese Airy'schen Ansichten bestätigten sich vollkom-

1) Arago's Werke, deutsch von Hankel, VII, S. 264 aus der *Encyclopaedia britannica* XVIII, 1824.

2) A. Seebeck, *Observationes de corporum lucem simpliciter refringentium angulis polarisationis*. Diss. Berolini, 1830, p. 46; auch angeführt Pogg. Ann. Bd. 20, 1830, S. 35.

3) *Phil. Mag.* (3), 1833. I. p. 25—29; auch Pogg. Ann. Bd. 28, 1833, S. 83 sqq.

men, als im Jahre 1850 Jamin¹⁾ zeigte, daß nicht bloß beim Diamant, sondern auch bei der Blende, durchsichtigem Schwefelarsenik, Flintglase, Crownglase, Fluorin und einer großen Reihe anderer Körper ganz allgemein durch Reflexion an der Oberfläche dieser Körper die Phase des Lichtes senkrecht und parallel zur Einfallsebene polarisirt in verschiedener Weise geändert wird. Diese Thatsache läßt sich auch so ausdrücken: linear polarisirtes Licht wird durch Reflexion an der Oberfläche eines Körpers im Allgemeinen in elliptisch polarisirtes Licht verwandelt. In der Nähe des sogenannten Polarisationswinkels ist aber für Licht senkrecht zur Einfallsebene polarisirt die Amplitude oder Lichtintensität des reflectirten Lichtes nur sehr klein, im Vergleich mit der Amplitude der Lichtintensität des einfallenden Lichtes. Man mußte daher intensives Lampenlicht oder Sonnenlicht anwenden, um die Erscheinung deutlich wahrzunehmen.

Fiel Licht nahezu im Azimuth 90° (senkrecht zur Einfallsebene) polarisirt auf eine reflectirende Fläche und nach der Reflexion durch eine Gypsplatte (vergl. §. 13.) auf ein analysirendes Nicol'sches Prisma, so änderte sich die Farbe der Gypsplatte in derselben Weise mit dem Reflexionswinkel, wie bei der Reflexion von einer Metallfläche.

Jamin untersuchte die Erscheinung näher mit dem von ihm modificirten Babinet'schen Compensator in einer Weise, die der oben (§. 14—16) beschriebenen sehr ähnlich war. Er zeigte, daß der Phasenunterschied der beiden Strahlencomponenten $+$ und \mp zur Einfallsebene polarisirt, in welche man das auffallende im Azimuth α linear polarisirte Lichtbündel zerlegen kann, sich um π ändert, wenn der Einfallswinkel von 0° bis 90° wächst; daß für den sogenannten Polarisationswinkel, den er Haupt-Einfallswinkel nennt, der Phasenunterschied sich um $\frac{\pi}{2}$ geändert hat, und daß für diesen Haupt-Einfallswinkel das Verhältniß der

1) *Ann. d. chim.* 1850, t. 29, p. 263 sqq.

Amplituden des Lichtes \perp und \parallel zur Einfallsebene polarisirt ein Minimum ist.

Gleichzeitig zeigte sich, daß die Strahlencomponente \parallel der Einfallsebene polarisirt gegen die andere Strahlencomponente \perp zur Einfallsebene polarisirt für eine Klasse von Substanzen beschleunigt, für eine 2te Klasse von Substanzen dagegen verzögert ist. Jamin theilt darnach die Körper in 2 Klassen mit *positiver* und *negativer* Reflexion. Zu der ersten Klasse gehören außer den Metallen im Allgemeinen alle Körper mit einem Brechungsexponenten $> 1,46$, zu der 2ten Klasse die Körper mit einem Brechungsexponenten $< 1,46$. Je größer der Brechungsexponent einer Substanz, um so langsamer scheint sich in der Nähe des Haupt-Einfallswinkels mit wachsendem Einfallswinkel der Phasenunterschied der beiden Strahlencomponenten zu ändern. Einige wenige sogenannte *neutrale* Substanzen (Alaun und Menilit) sind so beschaffen, daß bei ihnen die Aenderung des Phasenunterschiedes plötzlich vor sich zu gehen scheint, und daß sich deshalb nicht feststellen läßt ob die Componente \parallel der Einfallsebene polarisirt gegen die \perp zur Einfallsebene polarisirte Componente beschleunigt oder verzögert ist.

In einem späteren Aufsatz wies Jamin¹⁾ die Eigenschaften des von festen Körpern reflectirten Lichtes auch bei dem von Flüssigkeiten reflectirten Lichte nach, und suchte dadurch zu zeigen, daß nicht etwa in einer Ungleichartigkeit der Substanz des reflectirenden Körpers die elliptische Polarisation des reflectirten Lichtes ihren Grund habe.

Später hat Kurz²⁾ bei der Reflexion von Flintglas mit derselben Untersuchungs-Methode wie Jamin ähnliche Resultate wie dieser erhalten.

Außer den angeführten Versuchen sind noch die Erscheinungen zu erwähnen, welche Jamin³⁾ an den Newton'schen Farbenringen zwischen der ebenen und convexen

1) *Ann. d. chim.* (3), t. 31, 1851, p. 165.

2) *Pogg. Ann.* Bd. 108, 1859, S. 588.

3) *Ann. d. chim.* (3), t. 36, 1852, p. 158.

Hypotenusenfläche zweier Flintglas-Prismen bei gewöhnlicher Reflexion oder Brechung beobachtet hat. Diese Versuche hängen jedoch mehr indirect mit der eben erwähnten elliptischen Polarisation des Lichtes durch Reflexion zusammen, und werde ich auf dieselben noch weiter unten zurückkommen.

27.

Jamin hat die Resultate seiner Versuche mit der Cauchy'schen Theorie¹⁾ der Reflexion des Lichtes verglichen, welche die optischen Eigenschaften einer Substanz aufer durch den Brechungsexponenten noch durch eine andere Gröfse den sogenannten Ellipticitäts-Coëfficienten bestimmt. Jamin hält dabei die Uebereinstimmung der Theorie mit den Versuchen, und damit die Richtigkeit der ersteren für erwiesen. Wiewohl ich nun glaube, dafs sehr Viele ihm hierin beistimmen werden, so halte ich selbst die Cauchy'sche Theorie dadurch noch nicht für bewiesen.

Einmal besitzt die von Jamin angewandte Methode, wie ich das schon früher (§. 14 und 15) auseinandergesetzt habe, trotz ihrer Vorzüge grofse Mängel. Vor allen Dingen ist es nicht möglich die Einfallswinkel genauer, als bis auf 10', im günstigsten Falle bis auf 5' genau zu bestimmen.

Ferner haben aber auch die Versuche von Jamin²⁾ selbst in einem meiner Ansicht nach sehr wichtigen Punkte die Cauchy'sche Theorie nicht bestätigt, was jedoch unbeachtet geblieben zu seyn scheint. Aus den Beobachtungen über die Reflexion des Lichtes an der Gränze von Luft und Glas oder von Luft und einer Flüssigkeit läfst sich der Ellipticitätscoëfficient dieser Substanzen gegen Luft berechnen, und daraus durch Subtraction der Ellipticitätscoëfficient für die Gränze des Glases und der Flüssigkeit. Der berechnete Werth stimmt aber durchaus nicht mit demjenigen, der sich aus den directen Beobachtungen der Reflexion des

1) *Compt. rend.* IX, 1839, p. 729. — *Ann. d. chim.* (3), t. 29, 1850, p. 286 sqq.

2) *Ann. d. chim.* (3), t. 31, 1851, p. 182.

Lichtes an der Gränze von Glas und Flüssigkeit ergiebt. Jamin sucht diesen Mangel an Uebereinstimmung in einer »Complication, die die Cauchy'sche Theorie nicht hätte vorhersehen können.«

Außerdem ist zu berücksichtigen, dafs, wie Kurz ¹⁾ gezeigt hat, die von Green aufgestellte Theorie zu Ausdrücken führt, die den Erscheinungen sich wo möglich noch besser anpassen, als die Cauchy'schen Formeln, und es ist sehr wahrscheinlich, dafs andere Theorien sich werden aufstellen lassen, die ebenfalls mit den Beobachtungsergebnissen auf befriedigende Weise übereinstimmen. Die bis jetzt benutzten Beobachtungs-Methoden genügen aber nicht, um für die eine oder die andere dieser Theorien zu entscheiden.

Alles dies hat mich bewogen, zunächst um mir ein selbstständiges Urtheil über die Erscheinungen zu bilden, die Untersuchungen von Jamin wieder aufzunehmen und zu versuchen, theilweise mit denselben, theilweise mit neuen Beobachtungs-Methoden eine nähere Einsicht in den Vorgang der Reflexion und Brechung des Lichtes an der Gränze zweier Medien zu gewinnen.

Um eine Uebersicht der Erscheinungen zu erhalten, ist der von Jamin benutzte Babinet'sche Compensator sehr geeignet. Bei Anwendung desselben in der (§. 14—16) beschriebenen Weise bin ich jedoch trotz vieler Bemühungen nicht im Stande gewesen, denselben Grad von Genauigkeit, wie meine Vorgänger zu erreichen, ohne dafs ich einen besonderen Grund dafür anzugeben wüßte. Ich habe ältere und frisch polirte Flächen benutzt, theilweise Gläser, die Hr. Steinheil in München in gewohnter ausgezeichneten Vollkommenheit hergestellt hatte. Freilich habe ich nur durch Reiben mit einem reinen leinenen Tuche, Erwärmen und Abwaschen mit Terpenthinöl, Alkohol und Wasser die Flächen zu reinigen gesucht, da ich, durch die Erfahrung belehrt, fürchtete, mit anderen Mitteln, wie etwa Säuren, die Vollkommenheit der Flächen zu verderben. Auch verhindern die schon früher von mir (§. 16) erwähnten Ober-

1) Pogg. Ann. Bd. 108, 1859, S. 594.

fläche
lassen
reihen
Unter
eine A

E
nothw
nen u

D
die a
beng
≠ un
läßt

Gröf
Betr
Jam
auffa

nent

wie

der l

übrig

Ca

den

der

sich

kom

beid

über

lene

1)

2)

3)

4)

flächen Aenderungen, die sich in freier Luft nie vermeiden lassen, genauere Messungen, da sich bei längeren Versuchsreihen schwer feststellen läßt, ob die beobachteten kleinen Unterschiede der Messungen durch Beobachtungsfehler oder eine Aenderung der Oberfläche hervorgerufen worden sind.

Es schien mir dieser Aenderungen wegen daher zunächst nothwendig für dieselbe Gränzfläche die Reflexion in dem einen und in dem andern Medium mit einander zu vergleichen.

Die angewandte Beobachtungsmethode bestimmt durch die am Babinet'schen Compensator abgelesenen Schraubengänge den Phasenunterschied der beiden Componenten \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirt in Bruchtheilen von π , läßt aber positive oder negative ganze Vielfache dieser GröÙe unberücksichtigt. Man muß also durch besondere Betrachtungen diese ganzen Vielfachen festzustellen suchen. Jamin¹⁾ nahm früher mit Cauchy an, daß für senkrecht auffallende Strahlen ($J = 0^\circ$) die beiden Strahlencomponenten einen Gangunterschied von $\frac{\lambda}{2}$ hätten. Beer²⁾, und wie es scheint auch der Berichterstatter in den Fortschritten der Physik für 1851 stimmen dem bei. Diese Ansicht, welche übrigens Jamin³⁾ selbst später aufgegeben hat, während sie Cauchy⁴⁾ beibehalten zu haben scheint, ist aber entschieden unrichtig, denn für senkrechten Einfall ist die Lage der Einfallsebene vollkommen unbestimmt und es müssen sich \mp und \perp der Einfallsebene polarisirte Strahlen vollkommen gleich verhalten.

Man hat also für $J = 0$ den Phasenunterschied $\frac{\delta}{\lambda} 2\pi$ der beiden Strahlencomponenten ebenfalls $= 0$ zu setzen.

Natürlich ist es eine ganz andere Frage, wie und ob überhaupt durch Reflexion die Phase jeder einzelnen Strahlencomponente geändert wird. Das läßt sich durch den

1) *Ann. d. chim. et d. phys.* t. 29, 1850, p. 276.

2) Beer, Einleitung in die höhere Optik 1853, S. 138.

3) *Ann. d. chim. et d. phys.* t. 36, 1852, p. 165.

4) *Compt. rend.* 28, 1849, p. 124.

Babinet'schen Compensator nie entscheiden. Man kann, wenn eine solche Phasenänderung bei der Reflexion eintritt, aus dem eben angeführten Grunde nur sagen, daß sie bei senkrechtem Einfall dieselbe seyn muß für Licht \neq und \perp zur Einfallsebene polarisirt.

Der durch den Babinet'schen Compensator gemessene Phasenunterschied kann nun positiv oder negativ seyn, wie diess schon §. 16 angedeutet wurde. Bei der oben (§. 14—16) beschriebenen Anordnung entspricht negativen Revolutionen des Compensators ein positiver Phasenunterschied, es ist die \neq der Einfallsebene polarisirte Strahlenkomponente gegen die \perp zur Einfallsebene polarisirte Strahlenkomponente voraus, der Körper zeigt sogenannte positive Reflexion, wie die Metalle in Luft, und die meisten von Jamin untersuchten durchsichtigen Substanzen.

In Folge der Jamin'schen Versuche hat Cauchy seine theoretischen Betrachtungen etwas modificirt, und aus dieser modificirten Theorie¹⁾ ergiebt sich, daß wenn ein Lichtstrahl an der Gränze zweier durchsichtigen Medien reflectirt wird, er bei der Zurückwerfung in das eine Medium positive, bei der Zurückwerfung in das andere Medium negative Reflexion zeigen muß. Für correspondirende Einfallswinkel, d. h. solche, deren Sinus sich wie die Fortpflanzungsgeschwindigkeiten des Lichtes in beiden Medien verhalten, muß der Phasenunterschied entgegengesetzt und nahezu gleich seyn.

Messende Versuche über diesen aus den Cauchy'schen Formeln folgenden Satz sind, soviel mir bekannt, nicht angestellt worden; auch habe ich denselben nirgends so scharf ausgesprochen gefunden. In einigen Bemerkungen von Jamin ist er implicite enthalten, doch scheint man diese Bemerkungen nicht in ihrer vollen Allgemeinheit verstanden zu haben, wozu wohl die Jamin'sche Eintheilung der Körper in solche mit positiver, negativer und neutraler Reflexion beigetragen hat. Diese Eintheilung, die in al-

1) *Compt. rend.* 1849, t. 28, p. 124. — *Ann. d. chim. et d. phys.* t. 36, 1852, p. 164.

len neueren Aufsätzen und Schriften über diesen Gegenstand beibehalten worden ist, bezieht sich nach dem eben Gesagten jedoch nur auf die Reflexion in Luft. Für die Reflexion an der Gränze von Luft und der betreffenden Substanz in die letztere zurück ist die Reflexion die umgekehrte, wie die Jamin'sche Eintheilung angiebt. So ist z. B., wie ich gleich zeigen werde, für die Gränze von Glas und Luft die Reflexion in Luft positiv, die Reflexion in Glas negativ.

28.

An der Axe des Goniometers, der in der früher §. 14 bis 16 beschriebenen Weise mit zwei Nicol'schen Prismen und Babinet'schem Compensator versehen war, wurde mit Wachs das rechtwinklige Flintglasprisma mit ebener Hypotenusenfläche befestigt, welches zu den oben (§. 16) beschriebenen Versuchen über totale Reflexion gedient hatte.

Die durch das polarisirende Nicol'sche Prisma im Azimuth α polarisirten Sonnenstrahlen fielen unter einem Winkel J auf die Hypotenusenfläche auf. Bei der Reflexion in Luft wurde die Hypotenusenfläche zunächst senkrecht gegen die einfallenden Sonnenstrahlen gestellt und die am Goniometer abgelesene Drehung gab direct den Winkel J . Die an der Hypotenusenfläche reflectirten Strahlen gelangten durch den Babinet'schen Compensator und das analysirende Nicol'sche Prisma ins Auge. Der Compensator wurde um r Schraubengänge und das analysirende Nicol'sche Prisma um den Winkel β gedreht, bis der schwarze Streifen zwischen den Parallelfäden des Compensators erschien. Nennt man wie früher a die Anzahl der Schraubenumdrehungen des Compensators, die den in der Mitte zwischen den Parallelfäden hindurchgehenden Strahlen einen Phasenunterschied $\frac{\pi}{2}$ (entsprechend einem Gangunterschied von $\frac{1}{4}$) ertheilen würde, so ergiebt sich das Verhältniß k der Amplituden S und P der beiden Strahlen-Compo-

nenten \perp und \mp zur Einfallsebene polarisirt, sowie der Gangunterschied δ derselben aus den Gll. (vergl. § 15)

$$k = \frac{S}{P} = \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \quad (1) \quad \delta = -\frac{r}{a} \quad (2).$$

Dabei ist δ in Bruchtheilen einer Viertel-Wellenlänge ausgedrückt, und positiv gerechnet, wenn die \mp zur Einfallsebene polarisirte Componente gegen die \perp zur Einfallsebene polarisirte Componente voraus ist.

Darauf wurde die Reflexion im Glas an derselben Hypotenusenfläche untersucht, indem das Licht durch das polarisirende Nicol'sche Prisma auf die erste Kathetenfläche des Flintglasprismas unter einem am Goniometer direct gemessenen Winkel i auffiel, mit dem Brechungswinkel i_1 in das Prisma eintrat, unter dem Winkel J_1 auf die Hypotenusenfläche auffiel, und von dieser unter demselben Winkel reflectirt wurde. Der durch die zweite Kathetenfläche des Flintglasprismas austretende Strahl bildete wieder die Winkel i_1 und i mit der Normale dieser zweiten Kathetenfläche, und gelangte durch den Babinet'schen Compensator und das analysirende Nicol'sche Prisma ins Auge.

Der Einfallswinkel J_1 ist dann nach §. 4 durch die Gleichung

$$J_1 = 45^\circ + \arcsin \left(\sin = \frac{\sin i}{\mu} \right) \quad (3)$$

gegeben, indem für das hier benutzte Prisma die Neigung der Katheten- und Hypotenusenfläche 45° war. Der Brechungsexponent μ des Flintglases betrug nach Bestimmungen der Minimal-Ablenkung eines Lichtstrahls von der Farbe der Fraunhofer'schen Linien D durch das Prisma von 45° brechendem Winkel 1,6160.

Das Verhältniß der Amplituden k_1 und der Phasenunterschied δ_1 der beiden Strahlencomponenten \perp und \mp der Einfallsebene polarisirt, sind nach §. 16 durch die Gll. bestimmt

$$k_1 = \frac{S}{P} = \frac{\tan \beta}{\tan \alpha} \cos^2 (i - i_1) \quad (4) \quad \delta_1 = -\frac{r}{a} \quad (5),$$

wo wie früher β und r am analysirenden Nicol'schen Prisma und am Babinet'schen Compensator beobachtet werden.

Der Einfluß der Brechung durch die Kathetenflächen auf den Werth des Phasenunterschiedes ist unmerklich, wie aus weiter unten (§. 36) beschriebenen Versuchen hervorgeht.

Die folgenden Tabellen XXa und XXb enthalten die Beobachtungen für die erwähnten beiden Fälle, wenn die Reflexion in Luft oder in Glas stattfand. Die Bezeichnung ist dieselbe wie früher.

Neben den beobachteten Werthen von δ und k sind zugleich die Werthe angegeben, welche für Reflexion in Luft aus den Gleichungen

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{\lambda} 2\pi = \epsilon \cdot \sin J \cdot \operatorname{tg} (J + J_1) \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$k^2 = \frac{\cos^2 (J + J_1)}{\cos^2 (J - J_1)} (1 + \epsilon^2 \sin^2 J \cdot \operatorname{tg}^2 (J + J_1)) \quad (7).$$

Für Reflexion in Glas aus den Gleichungen

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{\lambda} 2\pi = \epsilon_1 \cdot \sin J_1 \cdot \operatorname{tg} (J + J_1) \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$k_1^2 = \frac{\cos^2 (J + J_1)}{\cos^2 (J - J_1)} (1 + \epsilon_1^2 \sin^2 J_1 \cdot \operatorname{tg}^2 (J + J_1)) \quad (9)$$

folgen, wo

$$\sin J = n \sin J_1 \quad . \quad . \quad . \quad (10),$$

n bedeutet den Brechungsexponenten für den Uebergang aus Luft in Glas. Die Größen, welche sich auf die Reflexion in Glas beziehen, sind durch einen Index von denselben Größen für die Reflexion in Luft unterschieden. J_1 ist der zu J gehörige Brechungswinkel und umgekehrt.

Die vorstehenden Gleichungen sind die der modificirten Cauchy'schen Theorie, wenn man die Größen vernachlässigt, die sich durch unsere jetzigen Beobachtungsmittel nicht feststellen lassen. Für die Ellipticitäts-Coëfficienten ergibt sich aus der Theorie die Relation

$$\epsilon_1 = -n\epsilon \quad . \quad . \quad . \quad (11).$$

Bei der Rechnung wurde mit Hülfe der Gl. 6 oder 8 aus

den beobachteten Werthen δ oder δ_1 und dem aus dem beobachteten Haupt-Einfallswinkel abgeleiteten Brechungsexponenten n der Werth von ε oder ε_1 für verschiedene Einfallswinkel J oder J_1 berechnet. Das Mittel aus den, beiläufig bemerkt oft ziemlich bedeutend verschiedenen, Werthen ε oder ε_1 wurde dann benutzt um die Größen δ und k oder δ_1 und k_1 zu bestimmen, die unter der mit ber. überschriebenen Spalte aufgeführt sind.

Unter jeder Tabelle sind außer dem Haupt-Einfallswinkel H und dem zugehörigen Werth $B = \text{arc}(\text{tg} = k)$, dem sogenannten Azimuth der wiederhergestellten Polarisation, wie sie die Beobachtungen ergaben, auch noch die zur Berechnung benutzten Werthe von n und ε angegeben.

Der aus der Reflexion folgende Brechungsexponent n ist von dem durch das Minimum der Ablenkung mit einem Prisma bestimmten Brechungsexponenten μ wesentlich verschieden, und ich mußte deshalb für die Rechnung mit den Gl. 8 und 9 andere als die in den Tabellen aufgeführten Werthe J anwenden.

Der Unterschied der Werthe von n und μ erklärt sich durch eine Oberflächen-Aenderung der Hypotenusenfläche des Flintglasprismas, da ich, obwohl das Prisma in der oben angegebenen Weise so sorgfältig wie möglich gereinigt worden war, nicht unmittelbar nach der Herstellung des Prismas, sondern erst $\frac{1}{2}$ Jahr später die Versuche anstellen konnte. Bei Flintglas-Prismen, die noch längere Zeit nach dem Schleifen und Poliren ihrer Oberflächen (vielleicht 20 Jahr später) untersucht wurden, war der Unterschied von n und μ noch größer.

XX a. Flintglas - Luft.
(Gewöhnliche Reflexion in Luft.)
 $\mu = 1,6160$ $\text{arc}(\text{tg} = \mu) = 58^{\circ} 15'$

XXa. Flintglas - Luft.

(Gewöhnliche Reflexion in Luft.)

$$\mu = 1,6160 \quad \text{arc}(tg = \mu) = 58^{\circ} 15'$$

$$\alpha = -7,141 \quad \alpha = 80^{\circ} *$$

J	r	β^*	k	δ		arc (tg = k)		Diff.	beob.	ber.	Diff.
				beob.	ber.	λ	λ				
30°	—	75° 36'	0,687	0,020	0,010	34° 30'	34° 19'	0° 11'			
40	—	69 27	0,470	0,037	0,024	25 12	24 56	0 16			
50	—	48 25	0,199	0,069	0,069	11 14	12 14	— 1			
52	—	0,760	0,156	0,098	0,095	8 59	9 23	— 0 24			
54	—	0,993	0,100	0,139	0,144	5 43	6 28	— 0 45			
56	—	1,956	0,080	0,274	0,275	2 51	3 37	— 0 46			
56 30'	—	2,498	0,045	0,350	0,347	2 34	2 56	— 0 22			
57	—	3,400	0,039	0,476	0,459	2 12	2 20	— 0 8			
57 20	—	4,966	0,032	0,569	0,571	1 52	1 59	— 0 7			
57 40	—	5,128	0,027	0,718	0,724	1 34	1 43	— 0 9			
58 7	—	7,120	0,022	0,997	0,985	1 16	1 34	— 0 18			
58 30	—	9,000	0,031	1,260	1,216	1 47	1 41	0 6			
59	—	10,581	0,039	1,481	1,441	2 16	2 4	0 12			
59 30	—	11,236	0,052	1,573	1,584	2 57	2 39	0 18			
60	—	11,962	0,053	1,675	1,675	3 2	3 19	— 0 17			
61	—	12,723	0,079	1,781	1,775	4 32	4 44	— 0 12			
62	—	13,288	0,104	1,861	1,832	5 56	6 13	— 0 17			
64	—	13,514	0,138	1,905	1,883	9	9 15	— 0 15			
70	—	13,804	0,327	1,932	1,939	18 7	18 15	— 0 8			

$$\epsilon = 0,0290$$

$$n = 1,609$$

$$B = 1^{\circ} 16'$$

$$H = 58^{\circ} 8'$$

*) Nach Ann. §. 15 Seite 208 ist α positiv, wenn das polarisierende Nicol'sche Prisma auf $-\alpha$ steht. Die angegebenen Werthe von α und β sind das Mittel aus den Ablesungen von positiven und negativen Azimuthen.

XXb. Flintglas - Luft.
(Gewöhnliche Reflexion in Glas.)
 $\mu = 1,6160$ $\text{arc}(\cot g = \mu) = 31^\circ 45'$
 $\alpha = 6^\circ 956$ $\alpha = 80^\circ$

J_1	r	β	k_1	δ_1		Diff.	$\text{arc. (ig} = k_1)$			Diff.	J
				beob.	her.		beob.	her.			
28° 41'	0,274	55° 10'	0,245	$\frac{\lambda}{\lambda}$ -0,039	$\frac{\lambda}{\lambda}$ -0,081	$\frac{\lambda}{\lambda}$ 0,042	13° 45'	11° 28'		2° 17'	50° 52'
29 16	0,278	48 30	0,193	-0,040	-0,100	0,060	10 55	9 35		1 20	52 11
29 50	0,330	43 56	0,165	-0,056	-0,129	0,073	9 22	7 42		1 40	53 31
30 25	0,303	31 16	0,104	-0,129	-0,180	0,051	5 57	5 43		0 14	54 54
30 43	1,155	24 47	0,079	-0,165	-0,224	0,059	4 32	4 42		-0 10	55 38
31	1,700	19 46	0,062	-0,243	-0,290	0,017	3 32	3 43		-0 11	56 20
31 18	3,396	14 25	0,044	-0,486	-0,413	-0,073	2 32	2 45		-0 13	57 6
31 36	4,020	10 8	0,031	-0,575	-0,619	0,074	1 46	1 59		-0 13	57 52
31 48	6,351	6 51	0,021	-0,909	-0,910	0,001	1 11	1 43		-0 32	58 21
31 51	6,960	6 19	0,019	-0,996	-0,986	-0,010	1 6	1 43		-0 37	58 30
31 59	8,582	9 5	0,028	-1,228	-1,182	-0,046	1 35	1 47		-0 12	58 52
32 12	10,200	13 2	0,040	-1,460	-1,430	-0,030	2 17	2 13		0 4	59 26
32 29	11,310	17 30	0,054	-1,619	-1,618	-0,001	3 7	3 5		0 2	60 13
32 47	12,100	24 41	0,080	-1,732	-1,724	-0,008	4 33	4 12		0 21	61 3
33 22	12,624	34 12	0,118	-1,820	-1,820	0,010	6 43	6 39		0 4	62 44
33 58	12,814	45 21	0,176	-1,838	-1,874	0,036	9 59	9 17		0 42	64 32

$H_1 = 31^\circ 52'$ $B_1 = 1^\circ 6'$ $\frac{1}{n_1} = 1,609$ $\epsilon_1 = -0,0505$

ten
keit
wir
 ϵ_1
(Ve

d. h.
Abw
gleich
klär

halb
ben
kel
dium
den
risir
der
steh

sitio
dere

lich
dem
man
nete
einer
wink
flexio
chen
achte
Taf.
beob
Pog

Aus der Vergleichung der beobachteten und berechneten Werthe von δ und k folgt, daß innerhalb der Genauigkeit der Beobachtungen die obigen Gleichungen (6 bis 9) wirklich die Erscheinungen wiedergeben. Die Werthe ε und ε_1 haben nicht die von der Theorie geforderte Relation (Vergl. Gl. 11), da

$$-\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon} = 1,741$$

d. h. größer als der Brechungsexponent n oder μ ist. Diese Abweichung läßt sich durch Beobachtungsfehler und Ungleichartigkeit des Glases und der reflectirenden Fläche erklären.

Jedenfalls folgt aus vorstehenden Versuchen, daß innerhalb der Genauigkeit der Beobachtungsmethode bei derselben reflectirenden Fläche für correspondirende Einfallswinkel bei der Reflexion in dem einen oder dem anderen Medium die beobachteten Werthe der Phasendifferenz der beiden Strahlencomponenten \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirt, gleich und entgegengesetzt sind und die Amplituden der beiden Strahlencomponenten in demselben Verhältnisse stehen.

Ist die Reflexion nach der oben gegebenen Definition positiv in dem einen Medium, so ist sie negativ in dem anderen, und umgekehrt.

Die Schwierigkeit der Beobachtung, welche hauptsächlich darin beruht, daß sich die Werthe δ sehr schnell mit dem Einfallswinkel ändern, tritt noch deutlicher hervor, wenn man Fig. 1 Taf. XI vergleicht, wo beobachtete und berechnete Werthe von δ für die Reflexion in Luft als Ordinaten einer Curve aufgetragen sind, deren Abscisse der Einfallswinkel ist. Fig. 2 Taf. XI giebt dasselbe für δ_1 bei der Reflexion in Glas. Die stark ausgezogenen Curven entsprechen den berechneten, die schwach gezeichneten den beobachteten Werthen δ und δ_1 . Die punktirte Curve in Fig. 1 Taf. XI ist dadurch erhalten, daß die bei Reflexion in Glas beobachteten Werthe δ_1 als positive Ordinaten für corre-

spondirende Einfallswinkel J als Abscissen aufgetragen wurden. Man sieht wie diese Curve nur wenig von der ausgezogenen abweicht, entsprechend dem eben erwähnten Satze.

29.

Um auch die Reflexion an der Gränze von Flintglas und Wasser untersuchen zu können, wurde aus Platten von sehr reinem Spiegelglas mit Siegelack ein gleichseitiges Hohlprisma geklebt. Auf der offenen Basis dieses Hohlprismas wurde die Hypotenusenfläche des Flintglasprismas in der Art befestigt (Vergl. Fig. 13 Taf. XI), daß eine schmale Oeffnung O zwischen dem Flintglas- und dem Hohlprisma blieb. Die Weite dieser schmalen Oeffnung war so gewählt, daß man durch dieselbe mit Hülfe eines hohlen Glasfadens das Hohlprisma vollständig mit Wasser füllen konnte, und doch durch die Capillarität des Wassermeniskus in der schmalen Oeffnung O das Wasser am Ausfließen beim Drehen des Prismas verhindert war.

Die Seitenflächen des Hohlprismas standen nahezu senkrecht gegen die Strahlen, welche auf die Gränze von Wasser und Flintglas unter dem Polarisationswinkel auffielen, und bildeten etwa einen Winkel von $60^\circ 37'$ mit der Hypotenusenfläche des Flintglasprismas. Dadurch war die in Gleichung 4 enthaltene Correction $\cos^2(i - i_1)$ unbedeutend, und habe ich dieselben so berechnet, als ob die Lichtstrahlen direct aus Luft in Wasser übergegangen wären. Die Flächen der Seitenwände des Hohlprismas waren nicht genau parallel; der Winkel von $60^\circ 37'$ ist daher aus dem Haupteinfallswinkel berechnet, der sich aus den Beobachtungen der Reflexion in Glas ergeben hatte. Der dadurch bei der Bestimmung der verschiedenen Einfallswinkel J begangene Fehler kann bei der immerhin beschränkten Genauigkeit der Beobachtungen vernachlässigt werden.

Die Beobachtung wird schwierig, sobald sich der Phasenunterschied δ schnell mit wachsendem Einfallswinkel ändert, da man bei zu großem Abstände der Streifen des Babinet'schen Compensators leicht in den Fehler verfällt, das

anal
ein
Com
tung
net
liche
Grö
fser
che
Ann
ich
liche
I
die
im
XXI

analysirende Nicol'sche Prisma in ein negatives statt in ein positives Azimuth zu drehen, und also auch eine falsche Compensatorstellung abzulesen. Für die folgenden Beobachtungen wurde deshalb in manchen Fällen der alte Babinet'sche Compensator mit einem anderen weniger empfindlichen vertauscht, bei dem der Abstand der Streifen oder die Gröfse a kleiner und die Winkel der Quarzprismen gröfser war. Abgesehen von den Schiebern s , die das seitliche Licht abblenden (Vergl. Fig. 4 und 5 Taf. I. Pogg. Ann. 127), war der neue Compensator, dessen Benutzung ich der Güte des Herrn G. Magnus verdanke, im wesentlichen ebenso eingerichtet, wie der oben beschriebene.

Die Anordnung der Tabellen XXIa und b, in welchen die Beobachtungen zusammengestellt sind, ist dieselbe wie im vorigen §. Der zu J_1 gehörige Winkel J in Tabelle XXIb. ist mit Hülfe des Brechungsexponenten n berechnet.

XXIa. Flintglas - Wasser.

(Gewöhnliche Reflexion in Wasser.)

$$\mu = 1,2096 \quad \text{arc}(tg = \mu) = 50^{\circ} 25'$$

$$\alpha = -0,970 \quad \alpha = 80^{\circ}$$

J	r	β	k	δ		Diff.	arc (tg = k)		Diff.
				beob.	ber.		beob.	ber.	
45° 47'	-0,138	45° 10'	0,176	$\frac{\lambda}{2}$ 0,142	$\frac{\lambda}{2}$ 0,122	0,020	9° 59'	8° 49'	1° 1'
47 58	-0,246	30 6	0,102	0,254	0,216	0,038	5 49	5 18	0 31
48 27	-0,406	19 43	0,063	0,418	0,356	0,162	3 36	4 33	0 57
50 11	-0,581	15 8	0,047	0,599	0,522	0,073	2 43	2 13	0 30
50 55	-0,970	10 17	0,032	1	1	—	1 50	1 52	0 2
51 10	-1,074	10 55	0,034	1,111	1,142	0,031	1 56	1 55	0 1
51 25	-1,285	11 48	0,037	1,324	1,271	0,053	2 6	2 4	0 2
51 40	-1,375	10 28	0,032	1,418	1,379	0,039	1 51	2 17	0 34
52 2	-1,526	14 16	0,045	1,573	1,547	0,026	2 34	2 54	0 20
52 25	-1,600	16 35	0,052	1,649	1,594	0,058	3	3 10	0 10
53 9	-1,744	21 19	0,069	1,798	1,689	0,109	3 56	4 13	0 17
53 54	-1,765	29 17	0,099	1,820	1,766	0,054	5 38	5 23	0 15
54 39	-1,826	35 20	0,125	1,882	1,808	0,074	7 7	6 34	0 33
56 8	-1,826	43 2	0,164	1,882	1,858	0,024	9 20	8 54	0 26

$$H = 50^{\circ} 55' \quad B = 1^{\circ} 50'$$

$$\kappa = 1,2312 \quad \epsilon = 0,641$$

XX16. Filzglas - Wasser.

(Gewöhnliche Reflexion in Glas.)

$$\mu = 1,2096 \quad \text{arc}(\cotg \mu) = 39^\circ 35'$$

$$\alpha = 0,951 \quad \alpha = 80^\circ$$

J_1	r	β	k_1	δ_1		Diff.	arc($tg = k_1$)		Diff.	J
				beob.	ber.		beob.	ber.		
35° 47'	-0,009	38° 3'	0,137	$\frac{\lambda}{\lambda}$ 0,009	$\frac{\lambda}{\lambda}$ 0,133	0,142	7° 47'	6° 24'	0° 37'	46° 3'
36 23	-0,009	32 3	0,109	0,009	-0,174	0,183	6 15	6 36	-0 21	47 10
37	0,028	26 30	0,087	-0,029	-0,211	0,182	4 59	5 34	-0 35	47 49
37 36	0,048	21 51	0,070	-0,050	-0,290	0,240	4 1	4 1	-0 10	48 42
38 13	0,212	16 24	0,052	-0,223	-0,449	0,226	2 57	2 54	0 3	49 37
38 50	0,522	8 54	0,027	-0,549	-0,792	0,243	1 34	2 11	-0 27	50 32
39 2	0,849	8 31	0,026	-0,893	-0,955	0,062	1 30	1 55	-0 25	50 50
39 15	0,992	7 55	0,024	-1,043	-1,138	0,095	1 24	1 59	-0 35	51 10
39 27	1,204	9 40	0,030	-1,266	-1,287	0,021	1 43	2 9	-0 26	51 28
39 45	1,367	15 39	0,049	-1,437	-1,461	0,024	2 50	2 36	0 14	51 56
40 3	1,496	19 58	0,064	-1,573	-1,579	0,006	3 39	3 11	0 28	52 24
40 40	1,580	28 15	0,094	-1,662	-1,714	0,052	5 24	4 34	0 50	53 21
41 18	1,580	32 24	0,112	-1,662	-1,788	0,126	6 23	6 7	0 16	54 21
41 55	1,580	40 19	0,149	-1,662	-1,830	0,108	8 30	7 40	0 50	55 20

$$H_1 = 39^\circ 5'$$

$$B_1 = 1^\circ 24'$$

$$\frac{1}{n_1} = 1,2312$$

$$e_1 = -0,052$$

In Fig. 3 Taf. XI sind für Reflexion in Wasser, in Fig. 4 für Reflexion in Glas die beobachteten Werthe δ als Ordinaten einer Curve zu dem zugehörigen Einfallswinkel als Abscisse aufgetragen. Die punktirte Curve Fig. 3 ist erhalten, indem die beobachteten Werthe von δ , für Reflexion in Glas als positive Ordinaten zu dem correspondirenden Brechungswinkel in Wasser als Abscisse aufgetragen sind. Beobachtete und berechnete Curven fallen zum Theil wieder nahe zusammen. Daß die beobachteten Werthe von δ und $\arctan(k)$, besonders bei der Reflexion in Glas, schlechter mit den berechneten stimmen, wie früher, mag zum Theil an der schwierigeren und deshalb ungenaueren Beobachtung liegen.

30.

Beobachtungen an einem Crownglasprisma in Luft, welches zu den Versuchen in §. 20 gedient hatte, ergaben folgendes.

XXIIa. Crown-glass-Luft.
 (Gewöhnliche Reflexion in Luft.)
 $\mu = 1,5149$ $\text{arc}(\text{tg} = \mu) = 56^\circ 34'$
 $\alpha = -1,342$ $\alpha = 80^\circ$

J	r	β	k	δ			$\text{arc}(\text{tg} = k)$		
				beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.	Diff.
50°	+0,009	44° 48'	0,175	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$ -0,007	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$ 0,015	-0,022	9° 56'	9° 57'	-0° 1'
52	-0,089	31 58	0,110	+0,051	0,022	0,029	6 17	6 57	-0 40
54	-0,076	18 56	0,060	0,057	0,041	0,016	3 28	3 52	-0 4
55	-0,094	11 9	0,035	0,070	0,069	0,001	1 59	2 19	-0 20
55 30'	-0,133	8 33	0,026	0,099	0,105	-0,006	1 31	1 33	-0 2
56	-0,170	5 2	0,015	0,127	0,209	-0,082	0 53	0 48	0 5
56 10	-0,435	2 30	0,008	0,324	0,311	0,013	0 27	0 33	-0 6
56 20	-0,861	2 42	0,008	0,642	0,532	0,110	0 29	0 21	0 8
56 30	-1,524	2 11	0,007	1,136	1,088	0,048	0 23	0 16	0 7
56 40	-2,085	3 38	0,011	1,554	1,533	0,021	0 39	0 23	0 16
57	-2,334	6 9	0,019	1,740	1,797	-0,057	1 6	0 50	0 16
57 30	-2,355	9 34	0,030	1,755	1,895	-0,140	1 42	1 37	0 5
58	-2,385	14 36	0,046	1,777	1,929	-0,152	2 38	2 23	0 15
60	-2,409	26 51	0,089	1,795	1,968	-0,173	5 6	5 30	0 24
80	-2,531	74 50	0,651	1,887	1,995	-0,108	33 3	33 25	-0 22

$H = 56^\circ 29'$ $B = 0^\circ 23'$ $n = 1,510$ $\epsilon = 0,00502$

XXIIIb. Crown-glass - Luft.

(Gewöhnliche Reflexion in Glas.)

$$\mu = 1,5149 \quad \text{arc}(\cotg \mu) = 33^{\circ} 26'$$

$$\alpha = 1^{\circ} 29' 2$$

$$\alpha = 80^{\circ}$$

J_1	r	β	k_1	δ_1		Diff.		arc ($\lg = k_1$)		Diff.	J
				beob.	ber.	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	$\frac{\lambda}{\lambda_0}$	beob.	ber.		
25° 34'	0,200	67° 4'	0,403	—	—	—	—	21° 57'	22° 29'	— 0° 32'	40° 50'
27 34	0,167	62 5	0,324	—	—	—	—	17 56	17 40	0 16	44 31
31 57	0,167	26 1	0,085	—	—	—	—	4 51	4 50	0 1	53 17
32 35	0,200	12 20	0,038	—	—	—	—	2 11	2 42	— 0 31	54 40
32 54	0,261	7 41	0,023	—	—	—	—	1 21	1 38	— 0 17	55 22
33 14	0,726	3 21	0,010	—	—	—	—	0 35	0 41	— 0 6	56 8
33 20	1,264	2 28	0,008	—	—	—	—	0 26	0 36	— 0 10	56 21
33 27	1,965	4 14	0,013	—	—	—	—	0 44	0 43	0 1	56 38
33 33	2,384	7 18	0,022	—	—	—	—	1 16	0 59	0 17	56 51
33 52	2,404	14 6	0,044	—	—	—	—	2 31	2 3	0 28	57 35
34 12	2,450	17 23	0,055	—	—	—	—	3 8	3 15	— 0 7	58 22
34 31	2,420	28 43	0,096	—	—	—	—	5 28	4 27	1 1	59 8

$$H_1 = 33^{\circ} 20'$$

$$B_1 = 0^{\circ} 26'$$

$$\frac{1}{n} = 1,520$$

$$e_1 = -0,0173$$

In Fig. 5 Taf. XI sind für Reflexion in Luft, in Fig. 6 für Reflexion in Glas die beobachteten und berechneten Werthe δ als Ordinaten einer Curve zu dem Einfallswinkel als Abscisse aufgetragen. Die stark gezeichneten Curven entsprechen wieder den berechneten, die schwach gezeichneten den beobachteten Werthen δ . Die punktirte Curve Fig. 5. ist erhalten, indem die beobachteten Werthe von δ_1 für Reflexion in Glas als positive Ordinaten zu dem betreffenden correspondirenden Brechungswinkel in Luft als Abscisse aufgetragen sind. Beobachtete und berechnete Curven fallen wieder nahe zusammen; ebenso die punktirte und ausgezogene Curve. Für die Reflexion in Luft und Glas sind Brechungsexponent und Ellipticitätscoefficient nicht in der von der Theorie geforderten Relation

$$nn_1 = 1 \quad - \quad \frac{e_1}{e} = n$$

da aus den Beobachtungen folgt

$$nn_1 = 1,007 \quad - \quad \frac{e_1}{e} = 3,446.$$

Der Grund dieser Abweichungen kann in der Ungenauigkeit der Beobachtungsmethode und der Unvollkommenheit des Glases und der reflectirenden Flächen liegen, zumal die Beobachtungen erst ein Jahr nach Anfertigung der Prismen angestellt werden konnten.

31.

Auf der Hypotenusenfläche des Crownglasprismas wurde ein gleichseitiges Hohlprisma befestigt, ähnlich wie es §. 29 bei Flintglas beschrieben worden ist. Die Seitenflächen schlossen nahezu Winkel von $46^\circ 18'$ mit der Hypotenusenfläche des Crownglasprismas ein. Beobachtung und Berechnung der folgenden Tabellen sind wie in §. 29.

XXIIIa. Crowaglas - Wasser.

(Gewöhnliche Reflexion in Wasser.)

$$\mu = 1,1339 \quad \text{arc}(tg = \mu) = 48^\circ 35'$$

$$\alpha = -0,970 \quad \alpha = 80^\circ$$

J	r	β	k	δ		Diff.	arc(tg = k)		Diff.
				beob.	ber.		beob.	ber.	
47° 38'	-0,139	17° 29'	0,056	$\frac{\lambda}{i}$ 0,143	$\frac{\lambda}{i}$ 0,077	0,066	3° 11'	2° 43'	0° 18'
48 18	-0,196	9 4	0,028	0,202	0,133	0,069	1 37	1 34	0 3
48 38	-0,286	7 35	0,023	0,295	0,217	0,078	1 21	0 59	0 22
48 58	-0,384	5 45	0,018	0,396	0,493	-0,097	1 1	0 28	0 34
49 11	-1,034	1 51	0,006	1,066	1,061	0,005	0 19	0 20	-0 1
49 18	-1,388	1 59	0,006	1,431	1,394	0,037	0 21	0 25	0 4
49 25	-1,560	2 54	0,009	1,608	1,598	0,010	0 31	0 34	-0 3
50 17	-1,974	11 32	0,036	2,040	1,892	0,148	2 4	2	0 4
50 56	-1,974	15 53	0,030	2,040	1,931	0,109	2 52	3 9	-0 17
51 36	-1,974	25	0,082	2,040	1,949	0,091	4 42	4 18	0 14

$$n = 1,157$$

$$B = 0^\circ 19'$$

$$H = 49^\circ 10'$$

$$\epsilon = 0,00755$$

XXIIIb. Crown-Glas - Wasser.

(Gewöhnliche Reflexion in Glas.)

$$\mu = 1,1339 \quad \text{arc}(\cot g = \mu) = 41^{\circ} 25'$$

$$\alpha = 0,951 \quad \alpha = 80^{\circ}$$

J_1	r	β	k_1	δ_1		Diff.	arc ($g = k_1$)		Diff.	J
				beob.	ber.		beob.	ber.		
40° 23'	0,051	6° 48'	0,021	$\frac{\lambda}{\lambda}$ -0,054	$\frac{\lambda}{\lambda}$ -0,195	0,141	1° 12'	1° 11'	0° 1'	48° 33'
40 43	0,336	3 52	0,012	-0,353	-0,571	0,218	0 41	0 28	0 12	49
40 50	1,118	2 10	0,007	-1,175	-1	-0,175	0 23	0 22	0 1	49 10
41 3	1,490	5 48	0,018	-1,567	-1,605	-0,038	1 2	0 37	0 25	49 27
41 42	1,626	15 19	0,048	-1,710	-1,777	-0,067	2 46	2 5	0 41	50 20

$$H_1 = 40^{\circ} 50'$$

$$B_1 = 0^{\circ} 23'$$

$$\frac{1}{n} = 1,157$$

$$\epsilon_1 = -0,00949$$

Die Curven Fig. 7 und 8 Taf. XI geben in der früheren Weise für die Reflexion in Wasser und in Glas durch ihre Ordinaten den Phasenunterschied δ zu dem entsprechenden Einfallswinkel als Abscisse.

32.

Bisher wurden nur solche Substanzen untersucht, bei denen die Reflexion an der Gränzfläche in das dünnere Medium zurück positiv war. Um auch andere Substanzen mit negativer Reflexion im dünneren Medium untersuchen zu können, mußte ich Flüssigkeiten anwenden, da mir feste Körper von genügender Gleichmäßigkeit nicht zur Verfügung standen.

Um auf die ebene Gränze von einer Flüssigkeit und Luft, die natürlich horizontal stand, Lichtstrahlen unter beliebigem Winkel auffallen lassen zu können, wurde an dem das polarisirende Nicol'sche Prisma tragenden Messingrohr eine drehbare Hülse mit Arm befestigt. In einer Oeffnung dieses Armes war um eine Axe senkrecht zu der der Messinghülse ein kleiner Silberspiegel drehbar. Bei passender Stellung reflectirte dieser die auf ihn vom Heliostaten her auffallenden Sonnenstrahlen genau in der Axe des Messingrohres, wenn die mit einer matten Glasplatte aufgefangenen Schatten der Fadenkreuze im Messingrohr sich deckten.

Diese Einrichtung hat schon Jamin¹⁾ angewandt, den übrigen Theil des Jamin'schen Apparates für Reflexion an Flüssigkeitsoberflächen konnte ich, da ich auch die Reflexion in der Flüssigkeit selbst untersuchen wollte, nicht benutzen.

An der Axe des Goniometers wurde ein prismatischer Glastrog befestigt (Fig. 14 Taf. XI), der mit Siegelack aus vier sehr reinen Spiegelplatten geklebt war. Das Prisma wurde mit einer Lösung von 0,0707 Theilen reinem Eisenchlorid in 1 Theil Wasser gefüllt, bis die Flüssigkeit

1) *Ann. d. chim. et d. phys.* t. 31, 1851, p. 171 u. Pl. II.

in der Oeffnung BC des Prismas auf einer Fläche von $11^{\text{mm}},5$ Breite und 64^{mm} Länge an Luft gränzte. Durch Zugießen von Eisenchloridlösung konnte man die wegen der Capillarität gekrümmte Oberfläche nahezu eben machen.

Sollen die unter dem Haupteinfallswinkel H_1 auf die Oberfläche der Flüssigkeit auffallenden Strahlen gegen die Seitenflächen AB und AC des Hohlprismas senkrecht stehen, so muß der Winkel des Hohlprismas BAC oder P

$$P = 180^\circ - 2H_1$$

seyn. Für Eisenchlorid hätte dieser Winkel $107^\circ 6'$ seyn müssen statt des wirklichen Werthes $105^\circ 16'$. Der Einfluß der Brechung durch diese Seitenflächen konnte daher bei der Bestimmung von k vernachlässigt werden.

Der Einfallswinkel wurde aus dem am Goniometer durch die Neigung der Axen der Messingröhren gegebenen Winkel berechnet, den einfallende und reflectirte Strahlen mit einander bildeten. Die Beobachtungen sind in folgenden Tabellen zusammengestellt.

XXIV a. Eisenchlorid - Luft.

(Gewöhnliche Reflexion in Luft.)

$$\mu = 1,361 \quad \text{arc}(tg = \mu) = 53^{\circ} 42'$$

$$a = 1,292 \quad \alpha = 80^{\circ}$$

J	r	β	k	δ			arc(tg = k)		
				beob.	ber.	Diff.	beob.	ber.	Diff.
53° 14'	0,163	4° 2'	0,012	$\frac{\lambda}{\tau}$ -0,126	$\frac{\lambda}{\tau}$ -0,166	0,040	0° 43'	0° 52'	-0° 9'
53 37	0,661	3 9	0,010	-0,512	-0,545	0,033	0 34	0 19	0 15
53 45	1,292	2 25	0,007	-1	-1		0 26	0 15	0 11
54 18	2,091	4 50	0,015	-1,618	-1,823	0,205	0 51	0 54	-0 3
55 13	2,548	11 48	0,037	-1,972	-1,933	-0,039	2 7	2 23	-0 16
55 28	2,530	13 32	0,042	-1,958	-1,943	-0,015	2 26	2 46	-0 20
				$B = 0^{\circ} 26'$			$n = 1,364$		
				$H = 53^{\circ} 45'$			$\epsilon = -0,005$		

XXIV b. Eisenchlorid - Luft.

(Gewöhnliche Reflexion in Eisenchlorid.)

$$\mu = 1,361 \quad \text{arc}(\cot g = \mu) = 36^\circ 18'$$

$$a = -1,342 \quad \alpha = 80^\circ$$

J_1	r	β	k_1	δ_1		Diff.	$\text{arc}(g = k_1)$		Diff.	J
				beob.	ber.		beob.	ber.		
35° 29'	-0,051	15° 23'	0,048	$\frac{\lambda}{\tau}$ 0,038	$\frac{\lambda}{\tau}$ 0,095	-0,057	2° 47'	2° 50'	-0° 3'	51° 49'
36 20	-0,108	8 4	0,025	0,233	0,244	-0,011	0 57	1 9	-0 12	53 21
36 26	-1,221	3 1	0,009	0,910	0,949	-0,039	0 32	0 26	0 6	53 32
36 46	-2,183	6 6	0,019	1,628	1,727	-0,099	1 5	1 2	0 3	54 8
37 58	-2,337	17 12	0,052	1,742	1,915	-0,173	2 59	4 36	-1 37	56 24
38 57	-2,359	26 13	0,087	1,759	1,962	-0,203	4 58	7 40	-2 42	58 20

$$H_1 = 36^\circ 27'$$

$$B_1 = 0^\circ 26'$$

$$\frac{1}{n} = 1,354$$

$$e_1 = 0,01217$$

Die Curven Fig. 9 und 10 Taf. XI geben wie früher den Phasenunterschied.

33.

Endlich habe ich auch noch Beobachtungen über die Reflexion in Wasser an der Gränze von Luft und Wasser angestellt, in der im vorigen §. beschriebenen Weise, indem das Hohlprisma mit destillirtem Wasser, statt mit Eisenchloridlösung gefüllt ward. Die Resultate dieser Beobachtung sind in Tab. XXVb. enthalten. Der Vergleichung wegen habe ich in Tab. XXVa. Beobachtungen von Jamin ¹⁾ über die Reflexion in Luft an der Gränze von Luft und Wasser angeführt. Meine eigenen Versuche ergeben ebenfalls negative Reflexion in Luft, aber eine geringere Uebereinstimmung untereinander und mit den Cauchy'schen Formeln.

Die Curven Fig. 11 und 12 Taf. XI geben wie früher den Phasenunterschied.

1) *Ann. de chim.* t. 31, 1851, p. 174.

XXV a. Wasser - Luft.

(Gewöhnliche Reflexion in Luft.)

$$\mu = 1,336 \quad \text{arc}(\text{tg} = \mu) = 52^{\circ} 36'$$

$$a = 6,38 \quad a = 85^{\circ}$$

J	r	β	k	δ		Diff.	arc (tg = k)		Diff.
				beob.	ber.		beob.	ber.	
52° 16'	0,89	15° 54'	0,025	$\frac{\lambda}{\lambda} - 0,140$	$\frac{\lambda}{\lambda} - 0,124$	- 0,016	1° 25'	1° 24'	0° 1'
52 31	1,11	13 15	0,019	- 0,174	- 0,174	0	1 5	1	0 5
52 55	3,19	5 4	0,008	- 0,500	- 0,448	- 0,002	0 27	0 25	0 2
53 7	6,38	3	0,005	- 1	- 1		0 16	0 16	0
53 19	9,27	5 30	0,008	- 1,454	- 1,552	+ 0,098	0 29	0 28	0 1
53 30	10,89	7 30	0,012	- 1,708	- 1,720	0,012	0 40	0 41	- 0 1
53 42	11,46	10 37	0,016	- 1,798	- 1,818	0,020	0 56	0 59	- 0 3
53 50	11,69	12 30	0,019	- 1,834	- 1,850	0,016	1 7	1 14	- 0 7
54 3	11,95	12 30	0,019	- 1,874	- 1,884	0,010	1 7	1 34	- 0 27
54 30	12,21	16	0,025	- 1,914	- 1,922	0,008	1 26	2 16	- 0 50
54 54	12,46	23	0,037	- 1,954	- 1,938	- 0,016	2 7	2 55	- 0 48

$$H = 53^{\circ} 7'$$

$$B = 0^{\circ} 16'$$

$$n = 1,333$$

$$\epsilon = - 0,00577$$

XXV b. Wasser - Luft.

(Gewöhnliche Reflexion in Wasser.)

$$\mu = 1,336 \quad \text{arc}(\text{ctg} = \mu) = 37^{\circ} 22'$$

$$\alpha = -6^{\circ} 8' \quad \alpha = 80^{\circ}$$

J_i	r	β	k_i	δ		Diff.	beob.	$\text{arc}(ig = k_i)$		Diff.	J
				ber.	$\frac{\lambda}{\tau}$			ber.	beob.		
36° 14'	— 0,784	— 25° 22'	0,083	0,193	0,115	— 0,078	4° 47'	3° 3'	4° 47'	1° 44'	50° 57'
36 53	— 1,300	— 7 20	0,022	0,444	0,191	— 0,253	1 17	1 27	1 17	— 0 10	52 3
37	— 2,648	— 6 48	0,021	0,565	0,389	— 0,176	1 12	1 13	1 12	— 0 1	52 15
37 6	— 3,540	— 5 26	0,017	6,695	0,521	— 0,174	0 58	1 3	0 58	— 0 5	52 26
37 16	— 6,8	— 2 18	0,007	1	1		0 24	0 56	0 24	— 0 32	52 44
37 38	— 9,006	— 3 54	0,012	1,525	1,324	— 0,201	0 41	1 23	0 41	— 0 42	53 21
37 58	— 10,354	— 5 8	0,016	1,716	1,522	— 0,194	0 54	2 13	0 54	— 1 19	53 57

$$H_1 = 37^{\circ} 16' \quad B_1 = 0^{\circ} 24'$$

$$\frac{1}{n_1} = 1,314$$

$$\epsilon = 0,026$$

34.

An der Gränze von Terpenthinöl (Brechungsexponent gegen Luft $\mu = 1,4815$) und Flintglas oder Crownglas nach der in §. 29 angegebenen Methode habe ich Messungen nicht anstellen können, wegen des zu kleinen Azimuths β für den Haupteinfallswinkel. Bei *Flintglas-Terpenthin* liefs sich noch feststellen, dafs die Reflexion in Flintglas negativ, im Terpenthin positiv war. Bei *Crownglas-Terpenthin* war mir auch diese Bestimmung nicht mehr möglich, so dafs man diese Reflexion als neutrale zu bezeichnen hätte.

35.

Wir wollen nun sehen in wie weit die Beobachtungen mit den theoretisch abgeleiteten Formeln übereinstimmen.

Es seyen Beispielsweise die beiden an einander gränzenden Medien Luft und Glas. In beiden soll die Reflexion untersucht werden.

Die modificirten Cauchy'schen Formeln ¹⁾ geben für den Phasenunterschied der beiden Strahlenbündel \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirt den Ausdruck

$$\text{bei Reflexion in Luft } \frac{\delta}{\lambda} 2\pi = \Delta_i + \Delta_u \dots (12)$$

$$\text{bei Reflexion in Glas } \frac{\delta}{\lambda} 2\pi = -\Delta_i + \Delta_u \dots (13)$$

wo

$$\text{tg } \Delta_i = \varepsilon \sin J \text{ tg } (J + J_i) \dots \dots \dots (14)$$

$$\text{tg } \Delta_u = \varepsilon \sin J \text{ tg } (J - J_i) \dots \dots \dots (15)$$

und für das Verhältnifs k der Amplituden S und P der Strahlen \perp und \mp zur Einfallsebene polarisirt hat man

$$k^2 = \frac{S^2}{P^2} = \frac{\cos^2 (J + J_i) + \varepsilon^2 \sin^2 J \sin^2 (J + J_i)}{\cos^2 (J - J_i) + \varepsilon^2 \sin^2 J \sin^2 (J - J_i)} \dots (16)$$

Nennt man

ε den Ellipticitäts-Coëfficienten in Luft

ε_i " " " " in Glas

n den Brechungsexponenten, so ist

$$-\frac{\varepsilon_i}{\varepsilon} = n \sin J = n \sin J_i \dots \dots (17)$$

1) *Compt. rend.* 1849, t. 28, p. 124 und *Ann. d. chim. et d. phys.* 1852. t. 36, p. 164.

Die Gröfse $\varepsilon \sin J$ ist für correspondirende Einfallswinkel, die als Einfalls- und Brechungswinkel in beiden Medien zusammengehören, eine constante Gröfse abgesehen vom Vorzeichen. Ferner hat k^2 denselben Werth für correspondirende Einfallswinkel, mag die Reflexion in Luft oder in Glas stattfinden.

Man kann, da ε und ε_1 stets nur kleine Gröfsen sind, mit grofser Annäherung die mit ε multiplicirte $\operatorname{tg}(J - J_1)$ vernachlässigen und $J_1 = 0$ setzen. Nach den strengeren Cauchy'schen Formeln dürften δ und δ_1 für correspondirende Einfallswinkel eigentlich nicht gleich und entgegengesetzt seyn, wie es die Beobachtungen ergaben. Die Beobachtungen lassen sich aber bei reflectirtem Licht meiner Meinung nach nicht so genau anstellen, dafs man diesen Unterschied an δ und δ_1 bemerken kann.

Man kann demnach angenähert schreiben

$$\operatorname{tg} \frac{\delta}{\lambda} 2\pi = \varepsilon \sin J \cdot \operatorname{tg}(J + J_1)$$

$$k^2 = \frac{\cos^2(J + J_1)}{\cos^2(J - J_1)} (1 + \varepsilon^2 \sin^2 J \operatorname{tg}^2(J + J_1)).$$

Aus diesen beiden Gleichungen, welche zur Berechnung der Beobachtungen angewandt worden sind (Vergl. §. 28), folgt, dafs für correspondirende Einfallswinkel die Gröfsen δ und δ_1 gleich und entgegengesetzt, k und k_1 oder die Azimuthe B und B_1 dieselben seyn müssen. Für den Haupteinfallswinkel ist

$$J = H \quad J_1 = H_1$$

$$\frac{\delta}{\lambda} 2\pi = \frac{\pi}{2} \quad J + J_1 = H + H_1 = \frac{\pi}{2} \quad (18),$$

d. h. einfallender und gebrochener Strahl stehen auf einander senkrecht, der sogenannte Polarisationswinkel ist mit dem Haupteinfallswinkel identisch. Ferner ist für den Haupteinfallswinkel

$$k^2 = \operatorname{tg}^2 B = \frac{\varepsilon^2 \sin^2 H}{\cos^2(H - H_1)} \quad (19)$$

und aus dieser Gleichung läfst sich, wenn B und H durch die Beobachtung gegeben sind, ε finden, oder umgekehrt B , wenn n und ε bekannt sind.

Um die Genauigkeit der Beobachtungen beurtheilen zu können, mag hier eine Zusammenstellung der Beobachtungen aus §§. 28—34 folgen. Unter H und B sind die direct aus den Beobachtungen abgeleiteten Werthe vom Haupteinfallswinkel und zugehörigem Azimuth der wiederhergestellten Polarisation gegeben, unter n und η die daraus mit den Gleichungen 18 und 19 abgeleiteten Werthe des Brechungsexponenten und des Ellipticitätscoefficienten. Die mit ϵ überschriebene Spalte enthält die bei der Berechnung der Tabellen XX.—XXV. benutzten Werthe des Ellipticitätscoefficienten.

XXVI.

Reflexion an der Gränze von	H	B	n	η	ϵ	μ
{ Luft -	58° 8'	1 16'	1,609	0,0233	0,0290	1,6160
{ Flintglas	31 52	1 6	$\frac{1}{1,609}$	-0,0327	-0,0505	
{ Wasser -	50 55	1 50	1,2312	0,0404	0,041	1,2096
{ Flintglas	39 5	1 24	$\frac{1}{1,2312}$	-0,0379	-0,052	
{ Luft -	56 29	0 23	1,510	0,0074	0,005	1,5149
{ Crown Glas	33 20	0 26	$\frac{1}{1,520}$	-0,0126	-0,0173	
{ Wasser -	49 10	0 19	1,157	0,0072	0,0075	1,1339
{ Crown Glas	40 50	0 23	$\frac{1}{1,157}$	-0,0101	-0,0095	
{ Luft -	53 45	0 26	1,364	-0,0089	-0,005	1,361
{ Eisenchlorid	36 27	0 26	$\frac{1}{1,354}$		0,0122	
{ Luft -	53 7	0 16	1,333	-0,0056	-0,0057	1,336
{ Wasser	37 16	0 24	$\frac{1}{1,314}$	0,0116	0,026	

Die Differenz der Werthe η und ϵ erklärt sich durch die Ungenauigkeit der Beobachtungen. Die Ellipticitätscoefficienten ϵ für die Reflexion im dünneren Medium sind alle kleiner und von entgegengesetztem Vorzeichen, wie die im dichteren Medium, verhalten sich jedoch nicht in der

von der Cauchy'schen Theorie vorausgesehenen Weise wie die Brechungsexponenten n . Der durch die Reflexion gefundene Werth n dieses Brechungsexponenten weicht zum Theil von dem durch Brechung bestimmten Werthe desselben erheblich ab.

Die bisher angeführten Beobachtungen bestätigen also im Ganzen die zu ihrer Berechnung angewandten Formeln.

Ich glaube nicht, daß man mit der hier benutzten Methode zu genaueren Resultaten kommen kann, ja es ist sehr fraglich, ob man überhaupt eine größere Uebereinstimmung erwarten darf. Ohne Frage ändert sich die Gränzschrift zweier Medien mit der Zeit; diese Aenderungen treten oft langsam, oft aber auch, ohne daß man einen bestimmten Grund dafür anzugeben wüßte, sehr schnell ein, und dadurch wird der Brechungsexponent der sich berührenden Substanzen und wahrscheinlich auch der sogenannte Ellipticitätscoefficient ϵ ein anderer. Je länger die Versuchsreihen dauern, um so wahrscheinlicher ist eine Aenderung der Gränzfläche und damit eine Abweichung der beobachteten Werthe von den berechneten zu erwarten. Bei einem scheinbar vollkommenen Flintglasprisma fand ich durch Reflexion in Luft an derselben Hypotenusenfläche einen Polarisationswinkel, der von dem aus der Reflexion in Glas abgeleiteten einen vollen Grad verschieden war, und zu verschiedenen Zeiten waren die Werthe von H und B unter scheinbar gleichen Umständen ganz andere. Die Reflexion in den beiden Medien wurde zwar bei den §. 28 — 34 beschriebenen Versuchen möglichst schnell hinter einander untersucht, jedoch kann sehr wohl eine Aenderung derselben stattgefunden haben, da ich bei zwei Beobachtungsreihen, die an derselben Fläche in Luft unmittelbar hintereinander angestellt wurden, etwas verschiedene Werthe fand.

Die Abweichungen der beobachteten und berechneten Werthe von einander sind daher um so größer, je schwieriger die Beobachtungen waren, je länger sie dauerten.

Ein großer Uebelstand liegt bei den Substanzen mit kleinem Ellipticitäts-Coëfficienten darin, daß mit der Dre-

hung der Nicol'schen Prismen sich der Einfallswinkel ändert, da diese die einfallenden Strahlen nicht vollkommen parallel wieder austreten lassen. Der Fehler braucht nur wenige Minuten zu betragen; diese geringe Verschiedenheit des Einfallswinkels genügt, den Phasenunterschied bedeutend zu ändern.

Bei Flüssigkeiten, wo die Oberfläche durch Erschütterungen des Hauses leicht schwankt, wird die Beobachtung auch hierdurch noch erschwert und ungenau.

Ich habe deshalb noch eine andere, als die §. 32 beschriebene Beobachtungsmethode angewandt, indem ich aus Holzkohle senkrecht zur Faserrichtung eine dünne Platte schliiff, diese an der Goniometeraxe wie eine feste Glasplatte befestigte, und mit der zu untersuchenden Flüssigkeit benetzte. Dadurch bildete sich an der Oberfläche der porösen Platte eine ebene Flüssigkeitsschicht die ich nun ebenso wie eine feste reflectirende Platte behandeln konnte, indem sie bei verschiedener Neigung gegen den Horizont hinreichend eben blieb und durch leichte Erschütterungen nicht verändert wurde. Aber einmal hat diese Methode den Nachtheil, dafs man die Reflexion im Innern der Flüssigkeit selbst nicht untersuchen kann, und dann glaube ich auch bemerkt zu haben, dafs die Natur der Flüssigkeit selbst in Berührung mit der Holzkohle eine andere ist, als in frei beweglichem Zustande.

Diese Molecular-Aenderungen treten übrigens nicht nur bei Flüssigkeiten, sondern auch bei festen Körpern auf. Selbst im Innern der vollkommensten Gläser, die Herr Steinheil die Güte hatte, für mich anfertigen zu lassen, habe ich dieselben wahrgenommen, und bei Metallen sind sie nicht blofs mit optischen, sondern auch mit anderen Hilfsmitteln wahrzunehmen. Diese Molecular-Aenderungen stellen in allen Gebieten der Physik genaueren Messungen Schwierigkeiten entgegen, die sich oft nur auf grofsen Umwegen überwinden lassen, und ich glaube nicht, dafs man einen Theil der Fragen über Reflexion und Brechung des Lichtes an der Gränze zweier Medien wird lösen können, ehe man

die Oberflächenänderungen kennt, die an der Berührungsstelle fester, flüssiger und gasförmiger Körper vor sich gehen. Aus diesem Grunde habe ich diese Untersuchungen auch nicht weiter ausgedehnt, da der aus ihnen hervorgehende Werth von n und ε immer mit sehr großen Fehlern behaftet seyn, und die Richtigkeit der von Cauchy aufgestellten Theorie sich daher auf diesem Wege schwer entscheiden lassen wird.

Beiläufig mag hier noch erwähnt werden, daß ich zuweilen mit der Zunahme der Intensität der auffallenden Sonnenstrahlen auch eine Zunahme des beobachteten Azimuth β bemerkt zu haben glaube. Die Beobachtungen sind aber so schwierig, daß diese Aenderung des Azimuths auch eine zufällige gewesen seyn kann.

36.

Die Cauchy'sche Theorie ¹⁾ giebt nicht bloß für die reflectirten, sondern auch für die gebrochenen Strahlen die Phasendifferenz $\frac{\delta_u}{\lambda} 2\pi$, und das Amplituden-Verhältniß k_u , indem

$$\tan \frac{\delta_u}{\lambda} 2\pi = \varepsilon \sin J \tan (J - J_1) \quad (20),$$

$$k_u^2 = \frac{1}{\cos^2(J - J_1) (1 + \varepsilon^2 \sin^2 J \tan^2 (J - J_1))} \quad (21).$$

Wächst J von 0° bis 90° , so wachsen auch $\sin J$ und $\tan (J - J_1)$ und es wird die Phasendifferenz den größten Werth haben für $J = 90^\circ$, nämlich

$$\tan \frac{\delta_u}{\lambda} 2\pi = \varepsilon \cdot \cotg \left(\arcsin = \frac{1}{n} \right).$$

Je kleiner der Ellipticitätscoefficient ε ist, um so kleiner wird auch δ_u unter sonst gleichen Umständen seyn, und in den früheren Betrachtungen habe ich diese GröÙe ausdrücklich als unerheblich vernachlässigt.

Der Ausdruck 20 zeigt dabei, daß δ_u für den Uebergang aus Glas in Luft denselben Werth hat, wie für den Uebergang aus Luft in Glas, da $\varepsilon \sin J$ und $\tan (J - J_1)$ gleichzeitig mit der Richtung des Strahles ihr Vorzeichen ändern und dabei denselben absoluten Werth behalten. Der

1) *Compt. rend. IX, 1839 p. 729. XXVIII, 1849, p. 125.*

Phasenunterschied der durchgegangenen Strahlen ist also immer positiv, wenn ε oder die Reflexion im dünneren Medium positiv ist, und immer negativ, wenn ε oder die Reflexion im dünneren Medium negativ ist.

Auffallender Weise hatte ich früher trotz der größten Sorgfalt keine elliptische Polarisirung der durchgegangenen Strahlen bei sehr vollkommenen planparallelen Glasplatten nachweisen können¹⁾. Freilich ist der Werth δ_a , den die oben bestimmten Werthe ε erwarten lassen, so gering, daß man trotz aller Vorsicht leicht Gefahr laufen kann, eine Spur Doppelbrechung durch Ungleichartigkeit der Glasmasse für die gesuchte Phasendifferenz $\frac{\delta_a}{\lambda} 2\pi$ zu nehmen.

Ich habe nun die aus Glas oder Flüssigkeit in Luft parallel der Gränzfläche austretenden Strahlen mit dem Babinet'schen Compensator theilweise bei Flintglasprismen, theilweise bei Hohlprismen, die mit Flüssigkeit gefüllt waren, untersucht.

Die durch das polarisirende Nicol'sche Prisma im Azimuth α polarisirten Sonnenstrahlen fielen auf die Seitenfläche AB (Fig. 15 Taf. XI) eines gleichseitigen Flintglasprismas unter dem am Goniometer gemessenen Winkel i auf, traten mit dem Brechungswinkel i_1 in das Glas ein, trafen die Basis BC des Glasprismas unter dem Winkel J_1 , der nahezu der Gränzwinkel der totalen Reflexion war, und traten mit einem Brechungswinkel J in die umgebende Luft aus. Durch den Babinet'schen Compensator, das analysirende Nicol'sche Prisma und ein rothes Glas gelangten sie dann ins Auge.

Nennt man A den der Basis des Prismas gegenüberliegenden und B den von Seitenfläche und Basis eingeschlossenen Prismenwinkel, so ist

$$i_1 = J_1 - B = J_1 + \frac{A}{2} - 90^\circ$$

$$\sin i = n \sin i_1$$

und es folgt für das Verhältniß der Amplituden \perp und \mp

1) Monatsber. d. Berl. Acad. 1863, 16. März, S. 134.

der Einfallsebene polarisirt, die streifend aus der Prismenbasis ausgetreten sind (vergl. §. 16)

$$k_{\parallel} = \frac{S}{P} = \frac{\operatorname{tg} \beta}{\operatorname{tg} \alpha} \cos(i - i_1).$$

Die Cauchy'sche Theorie ergibt nach Gl. 21

$$k_{\parallel} = \frac{1}{\cos(J - J_1) \sqrt{1 + \epsilon^2 \sin^2 J \operatorname{tg}^2(J - J_1)}}$$

welche Gl. für $J = 90^\circ$ wird

$$k_{\parallel} = \frac{n}{\sqrt{1 + \epsilon^2(n^2 - 1)}}.$$

Man übersieht, daß die Wurzelgröße wegen der Kleinheit von ϵ^2 nicht merklich von 1 verschieden sein wird.

Der Theorie nach müßte β = dem Polarisationswinkel der Substanz des Prismas gegen Luft seyn, wenn die einfallenden Strahlen, im Azimuth 45° polarisirt, senkrecht auf die Seitenfläche AB des Prismas auffallen.

Für ein Flintglasprisma No. 174., dessen Winkel $A = 88^\circ 44'$ betrug, ergaben die Beobachtungen folgende in Tab. XXVII. zusammengestellte Resultate.

XXVII. Luft - Flintglas No. 174.

(Reflectirtes Licht.)

Reflexion	H	B	n	ϵ
in Luft	$57^\circ 26'$	4°	1,566	0,07528
in Flintglas	31 30	3 18'	$\frac{1}{1,632}$	-0,09832
Mittel			1,599	0,06776

(Durchgehendes Licht.)

$\alpha = -7',6$

$\alpha = 45^\circ$

J_1	r	β	k_{\parallel}	δ_{\parallel}		arc ($\operatorname{tg} = k_{\parallel}$)	
				beob.	ber.	beob.	ber.
$38^\circ 43'$	-0,281	$54^\circ 19'$	1,389	$\frac{\lambda}{3}$ 0,037	$\frac{\lambda}{3}$ 0,054	$54^\circ 15'$	$57^\circ 58'$

Die Bezeichnungen sind dieselben wie früher. Natürlich mußte das aus der Hypotenusenfläche des Prismas ausgetretene Strahlenbündel noch eine merkliche Dicke haben, um mit dem Babinet'schen Compensator untersucht werden zu können. Es war also J_1 in Wirklichkeit kleiner als der angegebene, aus dem Brechungsexponenten berechnete Werth $38^\circ 43' = \arcsin\left(\sin = \frac{1}{n}\right)$, und daraus erklärt sich auch der kleinere Werth des beobachteten $\arcsin(\operatorname{tg} = k_{II})$, verglichen mit dem berechneten.

Die Beobachtungen über reflectirtes Licht zeigen dabei eine große Verschiedenheit der Polarisationswinkel für Reflexion in Glas und in Luft, die weit außerhalb der Beobachtungsfehler liegt, so daß man nicht sicher ist, ob der kleine beobachtete Werth δ_{II} nicht der elliptischen Polarisation durch Doppelbrechung in der nicht vollkommen homogenen Flintglasmasse zugeschrieben werden muß.

Beobachtungen an einem anderen vollkommen gleichartigen Flintglas-Prisma No. 354 (dasselbe, welches zu den Versuchen §. 5—7, §. 16 und §. 28—29 gedient hatte) ergaben folgende Resultate, wenn der Strahl auf die Hypotenusenfläche in Glas ($J = 38^\circ 25'$) oder in Luft ($J = 90^\circ$) auffiel, so daß er in beiden Fällen einen möglichst kleinen Winkel mit der Hypotenusenfläche des Flintglasprismas bildete. Die wirklichen Werthe von J waren natürlich wieder kleiner, als die in Tabelle XXVIII. aufgeführten Werthe.

XXVIII. Luft-Flintglas No. 354.

(Durchgehendes Licht.)

$$a = -7,177$$

$$a = 45^\circ$$

J	r	β	k_{II}	δ_{II}		$\arcsin(\operatorname{tg} = k_{II})$	
				beob.	ber.	beob.	ber.
$38^\circ 25'$	-0,234	$55^\circ 17'$	1,440	$\frac{\lambda}{4}$ 0,033	$\frac{\lambda}{4}$ 0,023	$55^\circ 14'$	$58^\circ 8'$
90	-0,383	55 47	1,468	0,052	0,023	55 44	58 8
$n = 1,609$				$\epsilon = 0,029$			

Um von der elliptischen Polarisation durch Ungleichartigkeit der brechenden Substanzen unabhängig zu sein, wurden auch noch Versuche mit Flüssigkeiten angestellt.

Ein gleichseitiges Hohlprisma mit dem der Basis gegenüberliegenden Winkel A von $105^\circ 16'$ wurde mit Wasser oder wässrigen Lösungen von Eisenchlorid oder Kaliumeiseneyanid gefüllt. Die aus der horizontalen Oberfläche in Luft übergetretenen Strahlen, die einen möglichst kleinen Winkel mit der Oberfläche bildeten, wurden in der oben beschriebenen Weise mit dem Babinet'schen Compensator untersucht. Der Brechungsexponent des Glases des Hohlprismas war 1,51.

Nennt man n den Brechungsexponenten der betreffenden Flüssigkeit gegen Luft, i und j den Einfall- und Brechungswinkel für den Uebergang aus Luft in Glas, j_1 und i_1 für den Uebergang aus Glas in die Flüssigkeit, so ist

$$\sin i = 1,51 \sin j \quad \sin i_1 = \frac{1,51}{n} \sin j_1$$

$$i_1 = J_1 - 46^\circ 58' \quad J_1 = \arcsin \left(\sin = \frac{1}{n} \right)$$

$$k_u = \frac{tg \beta}{tg \alpha} \cdot \cos(i-j) \cos(i_1-j_1).$$

Die von der Brechung durch die Seitenflächen des Hohlprismas herrührenden Factoren $\cos(i-j)$ und $\cos(i_1-j_1)$ sind so wenig von 1 verschieden, daß ich sie bei der folgenden Rechnung vernachlässigt habe.

XXIX. Streifend in Luft ausgetretenes Licht.

$$\alpha = -6',8 \quad \alpha = 45^\circ$$

J_1	r	δ_u		$\arcsin(tg = k_u)$		k_u	n	ϵ
		beob.	ber.	beob.	ber.	beob.		
Wasser.								
$48^\circ 27'$	$-0,055$	$0,008$	$-\frac{1}{4}$	$51^\circ 17'$	$53^\circ 11'$	$1,247$	$1,336$	$-0,0195$
			$-0,003$					$-0,0058$
Eisenchlorid.								
$47^\circ 36'$	$-0,129$	$0,019$	$-0,007$	$51^\circ 22'$	$53^\circ 33'$	$1,251$	$1,351$	$-0,0122$
Kaliumeiseneyanid.								
$46^\circ 58'$	$-0,786$	$0,115$	$-0,006$	$51^\circ 1'$	$53^\circ 50'$	$1,236$	$1,368$	$-0,9300$

Die für Kaliumeisencyanid angegebenen Werthe von n und ϵ ergaben sich aus der Beobachtung des in Luft zurückgeworfenen Lichtes, wobei die Reflexion in Luft negativ, $H = 53^\circ 50'$ und $B = 0^\circ 27'$ gefunden wurde. Die Reflexion in der Kaliumeisencyanidlösung selbst konnte wegen der starken Absorption des Lichtes durch diese Flüssigkeit nicht beobachtet werden.

Fasst man die Resultate der Versuche über die elliptische Polarisation des durchgegangenen Lichtes zusammen, so ist nicht zu läugnen, daß die beobachteten Werthe von δ_e außerordentlich klein sind, und der Mangel an Uebereinstimmung mit den berechneten Werthen in Beobachtungsfehlern seinen Grund haben kann. Jedoch bleibt es sehr auffallend, daß die beobachteten Werthe von δ_e sowohl bei Substanzen mit positiver wie mit negativer Reflexion im dünneren Medium alle positiv sind, das Vorzeichen von δ_e zum Theil also demjenigen entgegengesetzt ist, welches die Theorie nach den Ergebnissen der übrigen Versuchen erwarten läßt.

37.

Aus den von Cauchy gegebenen Formeln (vgl. §. 35 Gl. 12—16) folgt, daß senkrecht oder streifend auf die Gränze zweier durchsichtiger Medien auffallende linear polarisirte Strahlen auch nach der Reflexion linear polarisirt bleiben. Die Amplituden der beiden Componenten \mp und \perp zur Einfallsebene polarisirt, müssen ferner einander gleich oder k muß $= 1$ seyn für senkrecht oder streifend auffallende Strahlen.

Dies zeigt nun freilich der Versuch, so weit ich es irgend habe beobachten können, und zwar nicht bloß für gewöhnliche, sondern auch für metallische und totale Reflexion. Für den Einfallswinkel $J = 0$ und $J = 90^\circ$ läßt sich mit dem Babinet'sche Compensator und Nicol'schen Prismen kein Unterschied zwischen gewöhnlicher, metallischer und totaler Reflexion finden.

Die Versuche wurden in der Weise angestellt, daß eine zur Hälfte mit polirtem Metall (Silber, Gold, Quecksilber

oder Spiegelfolie) belegte Glasplatte in verschiedene Flüssigkeiten (Wasser, Terpenthin, Luft) gebracht wurde. Die Gränzlinie des belegten und unbelegten Theiles stand senkrecht zu den Parallelfäden des Compensators und wurde der eine Theil des dunklen Streifens im Compensator durch Licht, vom Metall reflectirt, der andere Theil durch Licht, vom Glas reflectirt, gebildet. Die im Azimuth α polarisirten streifend auffallenden und reflectirten Sonnenstrahlen gelangten durch den Babinet'schen Compensator und das analysirende Nicol'sche Prisma ins Auge. Der dunkle Streifen im Compensator erschien an der Gränzlinie beider Reflexionen ungebrochen und von derselben Intensität, mochten die Strahlen in Glas oder in Flüssigkeit zurückgeworfen worden seyn, mochten sie gewöhnliche, metallische oder totale Reflexion erlitten haben, sobald J nahe genug 90° war.

Zu den Versuchen über Reflexion in Glas diente eine Crownglasplatte von 106^{mm} Dicke und $5,5^{\text{mm}}$ Breite mit planparallelen Flächen, die Herr Steinheil die Güte hatte, für mich anfertigen zu lassen, und die wohl das vollkommenste ist, was in dieser Beziehung bisher geleistet worden. Nichts desto weniger hat diese Platte im Laufe mehrerer Jahre eine geringe Ungleichartigkeit angenommen, die sich durch bloßes Liegen verändert hat. Strahlen verschiedener Reflexion mußten unmittelbar benachbarte Stellen der Glasmasse durchlaufen und wurden in gleicher Weise durch diese Ungleichartigkeit der Glasmasse verändert. Man konnte daher sehr scharf wahrnehmen, ob Phasenunterschied und Azimuth für beide Reflexionen identisch waren.

Durch besondere Versuche über totale Reflexion an der Gränze von Wasser und Luft habe ich mich ferner überzeugt, daß δ_1 bei wachsendem Einfallswinkel von $J_1 = 0$ bis $J_1 = \arcsin\left(\frac{1}{1,336}\right)$ zunimmt von 0 bis $\frac{\lambda}{2}$ und von hier an beim Beginne der totalen Reflexion abnimmt bis zu einem Maximum-Werth bei $J_1 = 57^\circ 56'$, wo es den durch die Fresnel'sche Formel (Gl. 3 §. 16) gegebenen Werth $1^{\frac{\lambda}{2}}, 637$

hat. Wächst J_1 weiter, so nimmt δ_1 allmählig wieder zu und erreicht für $J_1 = 90^\circ$ wieder den Werth $\frac{\lambda}{2}$.

Die Fig. 16 Taf. XI giebt ein übersichtliches Bild von diesen Vorgängen bei gewöhnlicher und totaler Reflexion, indem die Größen δ als Ordinaten einer Curve zu dem betreffenden Einfallswinkel als Abscisse eingetragen sind. Die Curven beziehen sich auf Flintglas-Luft, Crownglas-Luft und auf Wasser-Luft, wo also in den ersten beiden Fällen die Reflexion im dünneren, im letzteren Falle dagegen die Reflexion im dichteren Medium positiv ist.

Auf die übrigen Curven für den Phasenunterschied bei metallischer Reflexion, welche diese Fig. 16 ebenfalls enthält, komme ich später noch zurück.

Fig. 17 Taf. XI enthält ferner als Ordinaten einer Curve, deren Abscissen die Einfallswinkel sind, die Werthe von k oder das Verhältniß der Amplituden \perp und \mp zur Einfallsebene polarisirt nach der Reflexion, wenn beide Amplituden des auffallenden polarisirten Strahlenbündels vor der Reflexion gleich waren.

Berlin, im April 1866.

III. *Beiträge zur Kenntniss der elastischen Nachwirkung; von F. Kohlrausch.*

(Schluß von S. 227.)

VII. *Abhängigkeit der Nachwirkung von der GröÙe und Dauer der vorangegangenen Verschiebung.*

Die Nachwirkung wächst mit der GröÙe der vorangegangenen Verschiebung. Durch die folgenden Beobachtungen wird zunächst nachgewiesen, daß das Gesetz dieser Zunahme durch die einfache Proportionalität mit genügender Schärfe darzustellen ist.

Einige Bemerkungen müssen indess vorausgeschickt werden. Es ist gut, von den im Vorigen mitgetheilten Beobachtungen die jetzigen ganz zu trennen, weil die Aufstellung der Scala zwischen beiden geändert wurde, weil dieselben ferner die *ersten* mit dem Drahte angestellten Versuche enthalten, und zwischen ihnen und den anderen meistens ein Zeitraum von Monaten liegt. Sie können ferner aus verschiedenen Gründen nur auf eine *geringere Genauigkeit* Anspruch machen: sie entbehren des festen Spiegels, die Scala mußte wegen der Theilungsfehler corrigirt werden, und obwohl die Zimmertemperatur von Zeit zu Zeit notirt ist, so geschah dieß nicht systematisch und nicht innerhalb des Gebäuses. Die am weitesten auseinanderliegenden Temperaturen mögen etwa $+14^{\circ},4$ und $+20^{\circ}$ C. seyn. Eine Correction in dieser Beziehung ist *nicht angebracht*.

Von einer Bestimmung der jedesmaligen Ruhelage mußte Abstand genommen werden (wie auf S. 209), weil die den späteren Zeiten zugehörigen Beobachtungen kein genügendes Vertrauen verdienen. Einige der Reiben nämlich folgen hier auf die vorausgehenden schon nach wenigen Stunden, und daher wird ein *kleiner* Theil der Verschiebungen noch von den früheren herrühren können. Wenn der Vergleich aber auf die erste Zeit beschränkt wird, so müssen diese kleinen Störungen gegen die verhältnißmäßig großen Bewegungen verschwinden, um so mehr, da die vorausgehende Torsion in der Regel eine geringere Größe hatte, Es sind also, eben so wie auf S. 212, nur die *ersten 20 Minuten* in Rechnung gezogen.

Eine *Vergleichung* kann nichts desto weniger unschwer angestellt werden, und daraus ist das Gesetz abzuleiten. Denn auch hier treten die Curven unverkennbar als *ähnliche* auf, nicht nur unter einander, sondern auch mit denen des vorigen Abschnitts; und wenn dieß bis zu 20' nachgewiesen ist, so wird es auch für die folgende Zeit gelten. Die Bestimmung von c ist hiernach leicht auszuführen, während a den früheren Werth behält.

Die Torsionszeit ist bei allen Beobachtungen die näm-

liche = 20". Der Winkel φ variirt zwischen 45° und 341°. Wo, wie bei $\varphi = 90^\circ$ und 45°, mehrere Reihen vorhanden sind, ist die Mittelreihe aus allen berechnet. Für $\varphi = 45^\circ$ mußte 10' anstatt 20' als letzte Zeit festgesetzt werden.

Die folgende Tabelle enthält die beobachtete und berechnete von der Zeit t bis zur Zeit 20' resp. 10' erfolgte Drehung, wenn für die Berechnung die Formel III mit dem Exponenten 0,3875 und den unter jeder Reihe angegebenen Werthen von c zu Grunde gelegt ist.

Tabelle VIII.

Torsion = 341°			270°		180°		135°		90°		45°	
Zeit	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
0,33'	31	32,5	23	23,8	15,0	15,3	10,9	10,8	6,7	6,1	3,9	3,9
0,5	25,7	26,5	19,6	19,4	12,6	12,5	8,9	8,8	5,3	5,0	3,2	3,1
0,7	22,0	22,3	16,3	16,3	10,5	10,5	7,5	7,4	4,3	4,2	2,6	2,6
1,0	18,6	18,3	13,3	13,4	8,6	8,7	6,0	6,1	3,4	3,5	2,0	2,1
1,5	14,9	14,4	10,5	10,6	6,7	6,8	4,7	4,8	2,6	2,7	1,5	1,6
2,0	12,6	12,0	8,7	8,8	5,7	5,7	3,9	4,0	2,1	2,3	1,1	1,2
3	9,7	9,1	6,6	6,6	4,3	4,3	2,9	3,0	1,5	1,7	0,7	0,9
5	6,5	5,9	4,3	4,4	2,9	2,8	1,9	2,0	1,0	1,1	0,3	0,4
7	4,7	4,2	3,0	3,1	2,1	2,0	1,3	1,4	0,7	0,8	0,2	0,2
10	3,0	2,6	1,9	1,9	1,5	1,2	0,8	0,9	0,4	0,5		
15	1,1	1,0	0,7	0,7	0,7	0,5	0,3	0,3	0,1	0,2		
c =	26,67		19,51		12,60		8,84		5,04		3,48	

Die Gültigkeit des früheren Exponenten α ist hiermit festgestellt, und nun wurde c unter Voraussetzung der Proportionalität mit der vorausgegangenen Torsion φ berechnet. Unter dem Vorbehalt, daß genauere Bestimmungen ein etwas anderes Gesetz ergeben könnten, wird man die Uebereinstimmung ausreichend finden. Es wird nämlich, nach dem Ausdruck

$$c = 0,0733 \cdot \varphi$$

berechnet,

Tabelle IX.

φ	c	c ber.	Anzahl der Beobachtungen
45°	3,5	3,3	4
90	5,0	6,6	2
135	8,8	9,9	1
180	12,6	13,2	1
270	19,5	19,8	1
341	28,7	25,0	1

In Fig. 4 Taf. IV enthält die Linie c_1 eine graphische Darstellung dieser Resultate, welche ohne weitere Bemerkungen verständlich seyn wird.

Es ist somit innerhalb der angewandten Gränzen bei constanter Torsionsdauer die GröÙe der Nachwirkung der vorangegangenen Verschiebung proportional; ihr Verlauf aber wird durch ähnliche Curven dargestellt.

Suchen wir jetzt die Abhängigkeit von der Torsionsdauer T , so muß φ unverändert bleiben. Es ist in allen folgenden Versuchen $\varphi = 180^\circ$, während T zwischen 5" und 600" variirt.

Der größte Theil der hierhergehörenden Beobachtungen ist schon früher mitgetheilt, nämlich in Tab. III. die für die Dauer 120, 300 und 600 Sec.; in VI. und VII. die für 20, 40 und 60 Sec. Es folgen an neuem Material nur noch diejenigen für 10, 6 und 5 Sec.

Jedoch muß der absolute Werth der Constanten für $T = 20''$ und $T = 40''$ noch bestimmt werden, weil der frühere Vergleich sich nur darauf bezog, daß die in verschiedener Temperatur erhaltenen Reihen durch einander ähnliche Curven dargestellt werden.

In der folgenden Tabelle X wird nachgewiesen, wie in Tabelle VIII, daß die in ihr enthaltenen Beobachtungen sich ebenfalls mit dem constanten Exponenten

$$\alpha = 0,3875$$

berechnen lassen. Der Nachweis genügt unter 20" und 40" für je eine der früheren Reihen, als welche die erste genommen werden soll.

Im Uebrigen gilt das Gleiche wie für VI. und VII., d.h.

der Stand für $t = 20'$ ist als Norm angenommen. Nur für $T = 6''$ mußte statt dessen die Zeit $13'$ gewählt werden.

Tabelle X.

Dauer = 40"			20"		10"		6"		5"	
Zeit	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.	beob.	ber.
0,33'	14,25	14,51	10,02	9,86	6,31	6,01	4,60	4,50	4,20	4,21
0,5	11,95	11,85	8,09	8,05	4,95	4,91	3,60	3,63	3,56	3,44
0,75	9,83	9,59	6,50	6,51	3,90	3,97	2,84	2,90	2,77	2,78
1,0	8,33	8,18	5,51	5,56	3,29	3,39	2,37	2,44	2,35	2,37
1,5	6,50	6,45	4,31	4,38	2,50	2,67	1,85	1,88	1,82	1,87
2,0	5,34	5,37	3,56	3,65	2,05	2,23	1,50	1,53	1,50	1,56
3	3,90	4,05	2,60	2,75	1,54	1,68	1,13	1,10	1,12	1,17
5	2,55	2,65	1,67	1,80	0,99	1,10	0,68	0,64	0,82	0,77
7	1,72	1,87	1,12	1,27	0,71	0,77	0,42	0,39	0,57	0,54
10	1,17	1,15	0,64	0,62	0,47	0,48			0,29	0,33
$c =$	11,92		8,09		4,94		3,87		3,46	

Die GröÙe c nun ist hier nicht etwa der Dauer T proportional, sondern sie wächst Anfangs rascher als später. Es läßt sich zeigen, daß man mit recht guter Uebereinstimmung sie einer einfachen *Potenz von T* proportional setzen kann.

Zu dem Zwecke aber wird vorher eine *Correction* wegen der Temperaturverschiedenheit angebracht, und zwar, da letztere innerhalb der Gränzen $+4^{\circ},0$ und $+14^{\circ},1$ C. liegt, nach der S. 218 angegebenen Regel. Ist τ die Temperatur der Beobachtung, so findet man den Werth, welcher der als Norm angenommenen Temperatur von $+12^{\circ},5$ entspricht, indem man c multiplicirt mit

$$\frac{12,5 + 21,5}{\tau + 21,5}$$

Die so reducirten Werthe sind in der vierten Columne von Tab. XI. zusammengestellt, während die 5te da, wo mehrere Reihen vorhanden sind, das Mittel enthält. Die gute Uebereinstimmung in der vierten beweist die Richtigkeit der Correction. Für $T = 60''$ ist der Werth genommen, welcher sich aus der S. 223 aufgestellten Formel ergibt.

Die Reihen für 120", 300" und 600" verlangen eigentlich drei Constanten, deren Abhängigkeit von der Dauer T aus den drei Beobachtungen nicht sicher zu ermitteln ist. Nimmt man deswegen hier die Werthe für c , welche der geometrischen Bedeutung dieser Constante in den anderen Curven entsprechen, nämlich die Ablenkung aus der wahren Ruhelage zur Zeit eine Minute, so erhält man nach kleinsten Quadraten, wenn *alle* Größen der Rechnung zu Grunde gelegt werden, die Formel

$$c = 1,663 \cdot T^{0,545}$$

wonach die Werthe unter »ber. 1« erhalten sind.

Werden aber nur diejenigen benutzt, bei denen die Aehnlichkeit der Curven strenge Gültigkeit hat, so bekommt man

$$c = 1,391 \cdot T^{0,567}$$

wonach die Rechnung unter »ber. 2.« ausgeführt ist. Bei der Constantenbestimmung ist auf die Anzahl der Beobachtungen Rücksicht genommen. Bis auf den letzten eingeklammerten Werth stimmt die zweite Berechnungsweise besser, und jedenfalls innerhalb der Grenzen, in welchen die Beobachtungsfehler zu erwarten sind. Durch die Curve c , in Fig. 4 Taf. IV wird die Rechnung dargestellt, während die einzelnen Punkte die Beobachtung bedeuten, und zwar zugleich deren Gewicht annäherungsweise durch ihre Stärke wiedergebend.

Tabelle XI.

T	Temp.	c	reduc. auf 129,5	Mittel	ber. 1	ber. 2	Anzahl der Beob.
5"	+13,8	3,46	3,33	3,33	3,99	3,58	1
6	6,4	3,87	4,72	4,72	4,41	3,99	1
10	11,5	4,94	5,08	5,08	5,82	5,38	2
	4,0	6,21	8,30				
20	13,1	8,09	7,95	8,21	8,48	8,09	4
	13,5	8,29	8,03				
	13,8	8,87	8,55				
40	5,8	9,62	12,10	11,82	12,36	12,15	2
	13,5	11,92	11,54				
60			15,46	15,41	15,42		8
120	11,6	24,3	24,5	24,5	22,5	23,16	1
300	14,1	41,3	39,3	39,3	36,9	39,66	1
600	13,0	53,4	52,7	52,7	53,9	(59,65)	1

Man hat somit gefunden, daß innerhalb der Gränzen, wo die Formel III. Anwendung findet (und das ist für 120'' auch noch nahezu der Fall), der *Exponent* a , der *Coëfficient der Nachwirkung*, derselbe bleibt, und die *Integrations-constante proportional ist der Gröfse der vorausgegangenen Torsion und einer Potenz von der Zeit, während welcher sie gewirkt hat.*

Wenn man sich die Annahme erlaubt, daß für andere Torsionen dieselbe Potenz der Dauer auftreten wird, so ist demnach in Scalentheilen, wenn φ die Anzahl Grade bedeutet,

$$c = 0,007728 \cdot T^{0,587} \cdot \varphi.$$

Von den willkürlichen Einheiten macht man sich unabhängig, wenn man den Scalentheil auf die Einheit von φ reducirt, wonach

$$c = 0,00009093 \cdot T^{0,587} \cdot \varphi$$

wird. Dabei ist hervorzuheben, daß diese Constanten offenbar *von der Länge des Drahtes unabhängig* sind.

So sind wir im Stande für unsere Drahtsorte die Ablenkung zur Zeit t Minuten nach Aufhebung der Torsion anzugeben, wenn eine Torsion φ während T Secunden mitgetheilt war. Es sey dabei die Temperatur τ , so wird

$$x = 0,00009093 \cdot T^{0,587} \cdot \varphi \cdot \frac{\tau + 21^{\circ},5}{34} \cdot \frac{1}{t^{0,3875}}.$$

Hiernach berechnet, wird z. B. aus Tab. II. der Winkel, welcher der Zeit $t = 1',30$ entspricht, $x = 13',3$, während die Beobachtung $x = 13',2$ ergeben hat.

Verlangt ist dabei, daß man sich in den Gränzen der Gültigkeit von Formel III. hält; sonst bekommt man nur genähert richtige Gröfsen.

Mit Berücksichtigung dieser Beschränkung läßt sich durch obige Formel in manchen Fällen dem *praktischen Bedürfnis* abhelfen, die wahre Ruhelage eines Wagebalkens an einem Drahte, etwa in der *Torsionswage*, aus der durch die Nachwirkung afficirten abzuleiten. Wenn, wie gewöhnlich, derselbe Draht zu vielen Messungen benutzt wird, so verlohnt

sich die Bestimmung obiger Constanten wohl. Freilich wird man für q häufig einen Mittelwerth setzen müssen.

Die Kenntniß der wahren Ruhelage aber ist wichtig, wenn man bei feinen Messungen die Aenderung des Drehungsmomentes während der Torsion berücksichtigen will, wozu früher die Formel angegeben ist (Bd. 119 S. 352).

Insbesondere aber wird bei Untersuchungen über die *Elasticitätsgränze*, zu denen sich ebenfalls die Torsion empfehlen dürfte, durch das Vorausgehende ein Mittel angebahnt seyn, sich von den Einflüssen der Nachwirkung, ohne großen Zeitaufwand mit Beobachtungen, frei zu machen; obwohl leider zugestanden werden muß, daß zu einer allgemeinen und sicheren Begründung der Gesetze noch viele Lücken auszufüllen seyn werden.

Bei Versuchen über Ausdehnung wird wahrscheinlich die Beschränkung der einfacheren Formel auf bestimmte Gränzen nicht eintreten; und auch bezüglich der Torsion kann man annehmen, daß diese Gränzen sich für einen dünneren Draht weiter stellen werden. Die mit der Anwendung sehr kleiner Kräfte verbundenen Fehlerquellen, z. B. die langsame Bewegung der Beruhigungsplatte im Oefse, haben hier zu Gunsten des stärkeren Drahtes den Ausschlag gegeben.

In wie fern die nachgewiesene Aehnlichkeit der Curven und die Einführung eines bestimmten Nachwirkungscoefficienten für jede Substanz künftige Beobachtungen über diesen Gegenstand abkürzen können, braucht nicht auseinanderzusetzen zu werden. Eine beschränkte Anzahl von Ablesungen wird in vielen Fällen genügen, um den ganzen Verlauf mit großer Sicherheit festzustellen.

VIII. Nachwirkung nach einer sehr lange dauernden Torsion.

Zum Schluß möge noch eine bereits erwähnte Beobachtungsreihe folgen, welche in verschiedener Beziehung bemerkenswerthe Resultate liefert. Sie betrifft die Nachwirkung nach einer Torsion von 585° , welche 9 Stunden =

32400 *Sec.* lang mitgetheilt war; eine unvergleichlich viel grössere Zeit als in den früheren Reihen.

Das Allgemeinste, was aus ihr ersichtlich ist, dürfte die *Regelmässigkeit* der Bewegung seyn, welche der Draht nach dem Aufheben der Drehung ausführte. Die Beobachtungen sind *ein halbes Jahr lang* fortgesetzt, und während dieser Zeit erfolgte die Bewegung des Spiegels, obwohl schliesslich mit einer Geschwindigkeit, welche nicht $\frac{1}{4}$ Scalentheil = 20 Bogensekunden täglich betrug, ganz regelmässig nach derselben Seite. Hieraus lässt sich mit Sicherheit folgern, dass diese Drehung wirklich ein reiner Vorgang der Nachwirkung war, und man hätte somit in den Bewegungen der Moleculé auf ihre Gleichgewichtslage zu eine Regelmässigkeit gefunden, welche bei kaum einem andern physikalischen Gegenstande durch Beobachtung nachgewiesen worden ist.

Sodann aber wird bei Anwendung der Rechnung der unzweideutigste Beweis geliefert, dass die allgemeinere Differential- und Integral-Formel II., welche im Vorigen überall zu Grunde gelegt werden konnte, *nicht* nur eine zufällige Uebereinstimmung giebt oder als eine bloße Näherung zu betrachten ist, sondern dass sie wirklich das *Naturgesetz* darstellt. Denn wenn bei einer Bewegung um ungefähr 1000 Scalentheile in einer Zeit von $2\frac{1}{2}$ Stunden der *wahrscheinliche Fehler* der beobachteten gegen die berechneten Grössen $\pm 0,4$ Scalentheile, also 0,0004 der ganzen Aenderung beträgt, während durch die drei Constanten nur *drei Punkte* der berechneten Curve willkürlich festgelegt werden können, so sieht man leicht, dass eine bessere Uebereinstimmung auf keine Weise erwartet werden darf, und dass von einem Zufall hier nicht die Rede seyn kann.

Endlich zeigt die Reihe bei ihrer grossen zeitlichen Ausdehnung und dem unvermeidlichen Wechsel der *Temperatur* den Einfluss der letzteren auf die Bewegung der Theilchen.

Vor der Mittheilung der Versuche ist Folgendes zu bemerken: Bei einer Torsion von mehr als 360° war natürlich die Klemme zum Anlegen des Zeigers entfernt. Die

Drehung des Spiegels von dem Ende der ersten Minute bis zu dem Verlauf eines halben Jahres betrug etwa $26\frac{1}{2}$ Grad, also 2240 Scalentheile. Die nur 1 Meter lange Scale reichte daher nicht aus, und zweimal, wenn der Spiegel beinahe bis ans Ende gelangt war, mußte der Zeiger gedreht werden. Dieß geschah mit der nöthigen Vorsicht und kam nur zu Zeiten vor, wo die Geschwindigkeit sich während mehrerer Minuten nicht erheblich änderte. Die GröÙe der Drehung ist deswegen auch nicht nach dem Theilkreise bestimmt, sondern mittelst des letzteren Umstandes durch die beobachtete Geschwindigkeit selbst, indem aus ihr (genauer aus ihrem Mittel vor und nach der Drehung) die Bewegung in der verflossenen Zeit genau bestimmt werden konnte. Die erste Drehung mußte nach 80 Minuten vorgenommen werden, und die Genauigkeit der Reduction von einem Stande auf den andern ergibt sich durch die Uebereinstimmung auch nach diesem Zeitpunkt.

Nach 30 Minuten stieß der horizontale Hebelarm des Spiegels an den Halter, weswegen dieser entfernt werden mußte; und da hierbei eine kleine Verschiebung des Apparates vorgekommen zu seyn scheint, so wurde diese (ähnlich wie die GröÙe der Drehung des Zeigers) bestimmt und von da an eine entsprechende Correction von 1,2 Scalentheilen angebracht.

Die anfängliche Bewegung war so rasch, daß nur der Durchgang von 5 zu 5 Scalentheilen beobachtet wurde, wodurch die Interpolation auf Hundertel unmöglich wird. Uebrigens gestehe ich gern, daß sogar die Uebereinstimmung bis auf Zehntel mich sehr überrascht hat. Da sie indessen vorhanden ist, so mögen wenigstens letztere mit abgedruckt werden.

Das Detail der Reductionen versteht sich von selbst. Die Bemerkung, daß die Zahlen unter der Ueberschrift „*x* beob.“ überall den mittleren Scalentheil = 42,4 Bogensec. bedeuten, genügt.

Was die angenommene *endliche Ruhelage* betrifft, so zeigte sich nach $\frac{1}{2}$ Jahr noch eine kleine Bewegung, und des-

wegen sind zu dem letzten beobachteten Stande einige Scalentheile hinzugefügt, nämlich die allerdings mehr oder weniger willkürliche Zahl 22. Sie verschwindet gegen die anfängliche Bewegung vollständig und ist daher für Tab. XII. so gut wie indifferent.

Die Constanten C , u und m sind ähnlich bestimmt, wie in Abschn. V. m ist das Mittel aus 12 Werthen, welche je durch drei Punkte der Curven gegeben werden. Dafs hierzu nur Zeiten bis $t = 150$ Min. benutzt wurden, zu denen etwa die Hälfte der in Tab. XII. enthaltenen gehört, hat seinen Grund darin, dafs über diese Zeit hinaus m allmählich kleiner wurde, ähnlich wie früher. Wenn nicht auf die späteren Zeiten der Temperaturwechsel und der etwaige Fehler der Ruhelage einen schwer zu bestimmenden Einflufs ausübten, so könnte man aus der lange fortgesetzten Beobachtung das Gesetz der Abnahme von m ableiten. Bis zu 150' genügt das constante m vortrefflich, worin eine Bestätigung des früher (S. 213) Gesagten liegt, dafs man hier sehr nahe die Gränze vor sich hat, welche nicht überstiegen wird. Unter dieser Voraussetzung würde die gleich anzugebende Formel, wenn das Aufheben der Torsion momentan geschehen wäre, bis zum Nullpunkt der Zeit genaue Gültigkeit haben, ein Resultat, welches theoretisch von Bedeutung ist. Es würde zeigen, dafs die Nachwirkung eine von den übrigen Elasticitätsvorgängen ganz gesonderte Erscheinung ist. Der Werth der Constante C (der Ablenkung zur Zeit 0) $= 2551,6$ Scalentheilen oder sehr genau $= 30^\circ$ harmonirt hiermit sehr gut, und 289 Scalentheile $= 3^\circ 24'$ bedeutet darnach die Drehung in der ersten der Beobachtung entgangenen Minute. Die ganze Nachwirkung nach einer Torsion von 9 Stunden Dauer erreicht demgemäfs an dem Silberdraht den Werth von $\frac{30}{585}$ oder etwa 5 Proc. des Torsionswinkels.

Die etwas gröfsere Abweichung zwischen Rechnung und Beobachtung in den allerersten Zahlen erklärt sich hinreichend daraus, dafs die Rückdrehung zufälliger Um-

stände wegen etwa 10 Secunden in Anspruch genommen hat. Sogar mit Einschluss von diesen ist die *größte Differenz* = 1,4 Scalentheile, und der *wahrscheinliche Fehler der einzelnen Beobachtung* beträgt 0,4 Scalentheile oder 0,0004 der ganzen in $2\frac{1}{2}$ Stunde erfolgten Drehung.

Die berechneten Werthe sind erhalten aus

$$x = 2551,6 \cdot e^{-0,12084 \cdot t^{0,3478}}$$

und die Differentialgleichung wird demnach

$$-\frac{dx}{dt} = 0,042028 \cdot \frac{x}{t^{0,6622}}$$

Die Temperatur betrug Anfangs und während der Torsion $22^{\circ},5$ C.; sie stieg in $2\frac{1}{2}$ Stunden auf $23^{\circ},0$.

In Parenthese sind einige spätere Zeiten als 150 Min. beigefügt.

Tabelle XII.

<i>t</i>	<i>x</i> beob.	<i>x</i> ber.	Diff.	<i>t</i>	<i>x</i> beob.	<i>x</i> ber.	Diff.
1',0	2262,3	2261,2	− 1,1	27',5	1740,8	1740,3	− 0,5
1,1	2253,4	2252,0	− 1,4	30,0	1720,3	1720,1	− 0,2
1,25	2240,4	2239,2	− 1,2	32,5	1700,6	1701,0	+ 0,4
1,5	2220,4	2220,2	− 0,2	35,0	1682,6	1683,1	+ 0,5
1,75	2203,1	2203,2	+ 0,1	40,0	1649,4	1650,1	+ 0,7
2,0	2187,6	2188,0	+ 0,4	45,0	1619,6	1620,4	+ 0,8
2,5	2160,1	2160,9	+ 0,8	50	1592,5	1593,0	+ 0,5
3,0	2136,7	2137,6	+ 0,9	55	1567,0	1568,0	+ 1,0
3,5	2116,2	2116,8	+ 0,6	60	1543,8	1544,6	+ 0,8
4,0	2097,6	2098,1	+ 0,5	65	1522,3	1523,0	+ 0,7
4,5	2080,6	2081,0	+ 0,4	70	1501,9	1502,7	+ 0,8
5,0	2064,9	2065,2	+ 0,3	75	1482,7	1483,4	+ 0,7
6,0	2036,7	2036,8	+ 0,1	80	1464,5	1465,2	+ 0,7
7,0	2011,9	2011,8	− 0,1	90	1431,1	1431,7	+ 0,6
8,0	1989,1	1989,1	± 0,0	100	1401,0	1401,1	+ 0,1
9,0	1968,8	1968,5	− 0,3	110	1373,1	1373,0	− 0,1
10,0	1949,5	1949,5	± 0,0	120	1347,3	1347,2	− 0,1
11,0	1932,0	1932,0	± 0,0	130	1323,5	1323,1	− 0,4
13,0	1900,4	1900,0	− 0,4	140	1301,1	1300,7	− 0,4
15,0	1872,0	1871,6	− 0,4	150	1280,3	1279,5	− 0,8
17,5	1840,3	1840,0	− 0,3	(170)	1241,9	1240,9	
20,0	1811,8	1811,7	− 0,1	(200)	1191,7	1190,0	
22,5	1786,2	1785,9	− 0,3	(250)	1122,6	1118,9	
25,0	1762,7	1762,2	− 0,5				

Ueber den Versuch, auch für den *späteren Verlauf* eine Rechnung durchzuführen, ist schon erwähnt, dass *m* kleiner

wird. Es scheint sich der Null zu nähern, und allerdings werden spätere Theile der Curve sehr nahe durch die einfachere Formel III. S. 10 dargestellt. Von einer ausführlichen Darlegung der Rechnung muß abgesehen werden, weil durch den Temperaturwechsel die Verhältnisse zu sehr complicirt werden. Tab. XIII. enthält noch für eine Anzahl von Zeiten (mit der Stunde oder dem Tage als Einheit) die beobachteten *Elongationen*, wenn, wie gesagt, für die letzte nach 170 Tagen der Werth von 22 Scalentheilen angenommen wird.

Tabelle XIII.

<i>t</i>	<i>x</i>	<i>t</i>	<i>x</i>	<i>t</i>	<i>x</i>
<i>h</i>		<i>h</i>		Tage	
2,5	1280,3	29	600,2	20	190,5
2,75	1251,0	32	581,2	22	179,1
3,0	1224,3	36	560,0	23	169,8
3,25	1199,5	40	542,1	25	154,2
3,5	1176,7	48	512,0	27	140,5
3,75	1155,4	54	494,2	30	136,2
4,0	1135,2	60	478,8	35	110,8
4,5	1098,6	72	450,3	40	101,5
5,0	1065,8	84	433,5	45	96,8
5,5	1036,7	4 Tage	416,8	50	86,5
6,0	1010,2	4,5	402,3	55	79,3
6,5	986,0	5	390,5	60	74,5
7,0	963,5	6	367,0	65	69,2
7,5	942,9	7	348,3	73	60,8
8,0	923,6	8	335,2	105	48,7
8,5	905,9	9	325,2	110	47,3
9,0	889,3	10	315,0	120	42,5
10,0	859,5	11	302,8	130	34,8
11	832,3	12	287,5	140	31,8
12	809,2	13	267,8	150	28
13	786,7	14	246,3	160	24
14	767,0	15	229,0	170	22
23,5	643,4	16	215,7		
26	622,4	18	199,6		

Man konnte hier auf das Deutlichste bemerken, wie mit Zu- oder Abnahme der Temperatur sofort die Bewegung zu- oder abnimmt. Das Gesetz dieser Abhängigkeit aufzustellen würde von großem Interesse seyn, allein es ist mir wegen der Unsicherheit der wahren Gleichgewichtslage nicht gelungen, und ich trage Bedenken, für die unvollkomme-

nen Resultate noch mehr Raum in Anspruch zu nehmen. Es wird nothwendig seyn, den Temperaturwechsel künstlich und nach Belieben herbeizuführen, etwa mit Hülfe des Bd. 125 S. 626. beschriebenen Apparates. Nachdem die erste rasche Bewegung überwunden ist, lassen sich dann die auf einanderfolgenden Geschwindigkeiten mit Rücksicht auf die zugehörige Temperatur vergleichen.

Vorläufig soll der Einfluss um der Uebersichtlichkeit willen *graphisch* dargestellt werden. Die drei Curven *AA*, *BB*, *CC* Fig. 5 Taf. IV stellen die Bewegung des Spiegels dar, wenn als Einheit der Abscisse die *Minute*, die *Stunde* und der *Zeitraum von zwei Tagen* gewählt ist, d. h. die oberste Curve bis zu 70 Min., die mittlere bis zu 70 Stunden, die unterste bis zu 140 Tagen nach Aufhebung der Torsion. Die Einheit der Ordinate ist überall dieselbe, nämlich der Winkel von $14',12$ oder von 20 Scalentheilen. Für alle gilt ebenfalls der gleiche Nullpunkt, so dass man sieht, wie in der ersten Stunde etwa der dritte Theil der gesammten Drehung ausgeführt wurde, im ersten Tage etwa $\frac{2}{3}$, und in der ersten Woche $\frac{6}{7}$. Die unterste Curve muss für $t = 1'$ ebenfalls bis zu 2262 hinauf ergänzt werden; der betreffende Theil, welcher durch die oberste Curve mit der Minute als Abscisseneinheit dargestellt wird, würde hier von einer verticalen Geraden nicht zu unterscheiden seyn.

Während die beiden oberen Linien vollkommen gleichmäßig verlaufen, ist die untere mit *wellenförmigen Ausbiegungen* versehen, deren Zusammenhang mit der Temperatur in die Augen fällt, wenn man sie mit dieser vergleicht, die durch die *obere punktirte Linie* dargestellt ist. Zu der letzteren gehören die links stehenden Grade der hunderttheiligen Thermometerscale. Man sieht, wie einer niedrigeren oder höheren Temperatur stets eine Verzögerung oder Beschleunigung der mittleren Bewegung entspricht. Noch deutlicher tritt dies hervor, wenn man die *untere punktirte Linie* in's Auge fasst, welche vom fünften Tage an die *beobachtete Geschwindigkeit*, d. h. die Bewegung nach Scalentheilen in 1 Minute, mit 1000 multiplicirt, darstellt. Ab-

gese
keit

chen
durc
lage
gen

die
auf
And
Vor

wel

änd

zu z

die

chen

gebr

ohne

heit

wid

sach

fisch

der

kry

für

zu r

zu e

ches

lang

man

der

here

1)

gesehen davon, daß im Mittel natürlich die Geschwindigkeit abnimmt, verlaufen die Ausbiegungen durchaus ähnlich.

Mit der Temperatur wächst die Bewegung der Theilchen nach ihrer wahren Gleichgewichtslage. Es wird also durch die Wärme entweder die Kraft, womit sie in die Ruhelage getrieben werden, vermehrt, oder der Widerstand gegen die Bewegung vermindert.

IX. Schluss.

Nachdem es uns auf empirischem Wege gelungen ist, die elastische Nachwirkung in einigen wesentlichen Fällen auf Gesetze zurückzuführen, wollen wir, gestützt auf eine Andeutung Weber's über die *physikalische Ursache* dieses Vorganges, noch einige Bemerkungen folgen lassen:

a) Nach Weber ist die Bewegung der Molecüle, welche einer äußeren Kraftänderung, also einer Gestaltsänderung des elastischen Körpers, entspricht, in zwei Theile zu zerlegen: 1) in die *fortschreitende Bewegung* und 2) in die *Drehung*, durch welche die *Elasticitätsachsen* jedes Theilchens in die für die äußeren Kräfte bestimmten Stellungen gebracht werden¹⁾. Der erstere Theil der Bewegung geht ohne Widerstand, und deswegen, abgesehen von der Trägheit der Masse, plötzlich von Statten. Der Drehung aber widersetzen sich die Theilchen aus einer unbekannten Ursache. Sie bedingt die Nachwirkung, welche hiernach *specifisch verschieden* ist von den Vorgängen, welche man nach der gewöhnlichen Anschauung in der Elasticitätslehre unkrystallinischer Substanzen betrachtet.

b) Auch abgesehen von der Schwierigkeit, einen Grund für den Widerstand gegen eine fortschreitende Bewegung zu nennen, würden einzelne Erscheinungen durch ihn nicht zu erklären seyn, wie das folgende Beispiel beweist, welches zur elastischen Nachwirkung gehört und in einem schon lange bekannten Experiment ausgesprochen ist. Aendert man die *Stimmung einer Saite* erheblich, so zeigt sich, daß der Ton nach einiger Zeit in der Richtung nach der früheren Stimmung hin verschoben ist. Organische Substan-

1) Weber, diese Ann. Bd. 54, S. 9.

zen lassen diese Erscheinung am auffallendsten hervortreten, weil die Nachwirkung bei ihnen einen hohen Betrag erreicht; doch sind auch Metalldrähte nicht ausgeschlossen. Hat man die Saite schon lange gebraucht und bereits höheren Spannungen unterworfen, so kann der Grund dieser Veränderlichkeit nicht in einer Ueberschreitung der Elasticitätsgränze gelegen seyn, welche obendrein nur bei einer *höheren* Stimmung eintreten könnte. Bei dem Erniedrigen derselben aber zeigt die Erscheinung sich ebenfalls. Offenbar also hat man es lediglich mit der Nachwirkung zu thun, denn diese bewirkt ja nach vermehrter resp. verringerter Ausdehnung eines Drahtes oder einer Saite ein allmähliches Herunter- oder Hinaufgehen der Spannung oder des Tones.

So lange und allgemein bekannt diese Erscheinung ist, wüßte ich nirgends eine Erklärung derselben angegeben. Und in der That erscheint sie nach der elementaren Elasticitätslehre geradezu paradox. Wir haben nämlich auf den ersten Blick eine Veränderung der Kraft ohne eine Verschiebung der Molecüle. Betrachtet man z. B. in der so eben *verkurzten* Saite ein einzelnes Stück mit senkrechten Endflächen, so halten diese einer immer wachsenden Zugkraft das Gleichgewicht, ohne daß eine Veränderung im Innern vorzugehen scheint. Wenigstens ist die letztere nicht erklärlich, sobald man bei der Betrachtung je zweier benachbarter Querschichten stehen bleibt, welche, damit sie sich stärker anziehen, weiter von einander entfernt werden müssen. Wenn die Endflächen an ihrem Platze bleiben, so gilt dasselbe von jeder Schicht.

Die *Drehung* der Molecüle aber erklärt den Vorgang, sobald man annimmt, daß sie langsam geschieht, und daß durch sie eine *Aenderung der Molecularkräfte hervorgebracht wird, ohne daß die Mittelpunkte der Theilchen ihre gegenseitige Stellung zu ändern brauchen.*

Bei der Torsion liegt ein ganz ähnlicher Fall vor, da nach einer Drehung des Drahtes bei constantem Torsionswinkel, also ohne daß die einzelnen Querschnitte im Gan-

zen
men
C
nen
dami
und
die
gena
den;
Wid
her
schw
rung
M
bung
selbe
chen
Lage
sagen
inne
porti
deru
C
nung
dage
ten
Die
ist d
der
Zeit
C
hung
erste
unse
man
blick
bean

zen genommen ihre Stellung verändern, das Torsionsmoment abnimmt.

c) Wenden wir uns zu *unseren Versuchen*, so hatte in ihnen zuerst eine äußere Kraft die Theile verschoben. Die damit verbundene Drehung der Molecüle wird mit der Größe und Dauer der Verschiebung zunehmen. Hebt man nun die Kraft auf, so findet Gleichgewicht nur dann statt, wenn genau die früheren Stellungen wieder eingenommen werden; aber die Rückdrehung der Theilchen hat denselben Widerstand zu überwinden, wie vorher die Drehung. Daher bleibt ein Abstand, welcher erst ganz allmählich verschwindet, der sich im Ganzen als eine temporäre Aenderung der Gestalt äußert.

Nur die letztere, eine Function aller einzelnen Verschiebungen, oder wenn man will von einem Mittelwerthe derselben, ist zu beobachten. Welche Drehung jedem Theilchen zukommt, läßt sich bei der Unbekanntschaft mit der Lagerung und mit den Molecularvorgängen überhaupt nicht sagen; doch wird man allgemein annehmen können, daß innerhalb gewisser Gränzen alle Drehungen einander proportional sind, und daß ebenso die gesammte Gestaltsänderung des Körpers ein Maß für sie enthält.

Gilt nun die letztere Proportionalität bei der Ausdehnung auch für größere Verschiebungen, bei der Torsion dagegen nur für kleinere, so dürfen wir nach den bekannten Versuchen als Gesetz der Nachwirkung aussprechen: Die Kraft, mit welcher die Drehung hervorgebracht wird, ist dem Abstand aus der Gleichgewichtslage, der Widerstand der Zeit nach der primären Aenderung proportional. Die Zeit Null ist hiervon auszuschließen.

d) Wenn man einen Draht tordirt, so nimmt das Drehungsmoment, welches er auf einen Wagebalken ausübt, vom ersten Augenblick an ab. Hätte man diese Abnahme an unserem Drahte für die Torsion 180° bestimmt, könnte man außerdem die scheinbare Ruhelage im ersten Augenblicke nach der Aufhebung beobachten, so würde die Frage beantwortbar seyn, ob man die Abnahme des Drehungsmo-

menten unter Zugrundelegung eines *constanten Elasticitätsmodulus* lediglich auf eine Verschiebung der jedem Augenblicke entsprechenden gewissermaßen *virtuellen Ruhelage* reduciren kann. Ist dieses der Fall, so läßt sich aus den Beobachtungen in Abschn. VII. über die Abhängigkeit der zurückbleibenden Aenderung der Ruhelage von der Gröfse der Torsion ein wichtiger Schluß mit Wahrscheinlichkeit ziehen: Die Beobachtungen ergeben freilich nicht die Gestalt des ersten Augenblickes, aber sie zeigen, daß wenigstens von der Zeit 20 Sec. an die temporäre Entfernung von der Ruhelage der Gröfse der vorausgehenden Torsion proportional ist. Nimmt man dieß Verhältniß auch für die Zeit Null an, so ist man versucht zu schließsen, daß während der Torsion die Abnahme des Drehungsmomentes für verschiedene Winkel ähnlich verläuft, und zwar so, daß die Gröfse der Abnahme im Verhältnisse mit der Gröfse der Torsion steht.

e) Ferner hat sich ergeben, daß die Temperatur einen erheblichen Einfluß auf den Vorgang äußert, dessen Gesetz wir dahin aussprechen können, daß die Nachwirkung mit der Temperatur zunimmt, mit sinkender Temperatur wahrscheinlich asymptotisch abnimmt.

Nach der allgemeinen Annahme ist die Temperatur in einer *molecularen Bewegung* begründet, von welcher demnach auch die Nachwirkung abhängen würde. Wenn man unter einer solchen Annahme dem Widerstande irgend eine physikalische Bedeutung unterzulegen im Stande ist, so dürfte die nähere, womöglich eine quantitative Betrachtung, wenn auch vorläufig auf ganz hypothetischen Grundlagen, der Mühe werth seyn. Vielleicht kann sie auch in Betreff der Wärme einen kleinen theoretischen Beitrag liefern.

Es liegt auf der Hand, daß man in der *Constanz einer Axe*, welche der raschen Bewegung der Molecüle entspricht, mögen dieselben schwingen oder rotiren, einen ausreichenden *Erklärungsgrund* für die elastische Nachwirkung mit Wahrscheinlichkeit finden kann. In Uebereinstimmung damit steht die Thatsache, daß die Nachwirkung sich mit sin-

kender Temperatur der Null nähert, indem, wenn letztere absolut Null geworden ist, jeder Widerstand gegen die Drehung aufhört, also die wahre Gleichgewichtslage sofort erreicht wird. — Wie dagegen hiernach die andere im letzten Abschnitte betrachtete Erscheinung, daß die Bewegung der Molecüle nach der Ruhelage hin mit der Temperatur zunimmt, zu erklären sey, sehe ich nicht ein.

Durch weitere Bemerkungen in das Detail ganz hypothetischer Betrachtungen, etwa über das Freiwerden von Wärme durch die Nachwirkung oder über einen möglichen Zusammenhang der letzteren mit thermischen Constanten verschiedener Körper, einzugehen, würde gewagt seyn. Daß aber auch von dieser Seite die elastische Nachwirkung einer eingehenden Erörterung werth ist, scheint unzweifelhaft.

f) Das früher bezeichnete Gesetz der Abhängigkeit von der Temperatur, welches in der Tabelle mit der Erfahrung verglichen ist, darf, da seine Bestätigung nur innerhalb enger Gränzen nachgewiesen werden konnte, nur als ein mögliches bezeichnet werden. Will man sich in weitere Speculationen einlassen, so liegt der Versuch nahe, das Gesetz in einen Zusammenhang mit dem *Schmelzpunkt* zu bringen und eine Form zu substituiren, welche eine zweite Asymptote für die Linie enthält, durch welche die Constante c oder die Gröfse der Nachwirkung, mit der Temperatur als Abscisse, dargestellt ist. Es wäre dieß diejenige Ordinate, welche über dem Schmelzpunkt errichtet ist, also bei dem Silberdraht über der Temperatur 1000°.

Versuche an Körpern, welche einen niedrigen Schmelzpunkt haben, von denen z. B. das innerhalb gewisser Gränzen ebenfalls vollkommen elastische Wachs die Nachwirkung in einem ausgezeichneten Grade zeigt, dürften vielleicht zu interessanten Resultaten führen.

Schließlich folge noch eine kurze Zusammenstellung derjenigen Sätze, welche bis jetzt durch *Beobachtung* über die elastische Nachwirkung gefunden sind. Sie erscheinen

freilich zum Theil als Inductionen, deren allgemeinere Begründung künftigen Versuchen vorbehalten bleibt.

1. Wenn die Gestalt eines festen elastischen Körpers durch äußere Kräfte geändert wird, so setzen die Moleculé einem Theile der Bewegung (wahrscheinlich der Drehung ihrer Axen) einen Widerstand entgegen, vermöge dessen der neue Gleichgewichtszustand erst nach längerer Zeit, streng genommen mit dieser asymptotisch, erreicht wird. Unter günstigen Umständen ist noch nach Monaten die Bewegung deutlich erkennbar. Man muß demnach sowohl theoretisch wie praktisch zwischen scheinbarer und wirklicher, temporärer und schließlicher Ruhelage unterscheiden.

2. Diese elastische Nachwirkung ist nach Größe und Verlauf bei verschiedenen Substanzen verschieden. Sie ist an allen untersuchten Körpern wahrgenommen, am stärksten an denen organischen Ursprungs. Bei der Seide beträgt die Aenderung durch Nachwirkung mehr als die Hälfte der plötzlichen. Bei dem Glase und bei Metallen erreicht sie den Betrag von mehreren Procenten.

3. Von den dauernden Veränderungen durch Ueberschreitung der Elasticitätsgränze scheint sie unabhängig zu seyn.

4. Die Geschwindigkeit der Gestaltsänderung ist allgemein dem Abstände x aus der Ruhelage direct, umgekehrt dagegen einer Potenz der Zeit t , von dem Augenblicke der primären Veränderung an gerechnet, proportional. Hiernach wird der Abstand dargestellt durch die Formel

$$-\frac{dx}{dt} = \alpha \frac{x}{t^n} \quad x = C \cdot e^{\frac{\alpha}{n-1}} \cdot t^{1-n}.$$

5. Bei der Ausdehnung reducirt sich die Potenz der Zeit allgemein auf die erste, bei der Torsion wenigstens für kleinere Verschiebungen; wonach man hat

$$-\frac{dx}{dt} = \alpha \frac{x}{t} \quad x = \frac{c}{t^\alpha}.$$

6. Die Größe α hat für verschiedene Substanzen einen verschiedenen Werth, ist aber für denselben Körper

constant. Sie kann danach als der Coëfficient der elastischen Nachwirkung bezeichnet werden. (Die Ausdehnung hat für den Cocon 0,1719, die Torsion für den Messingdraht 0,1643 und für den Silberdraht 0,3875 als den Werth dieses Coëfficienten ergeben.)

7. War ein Draht T Minuten lang um den Winkel q tordirt und wird nun plötzlich detordirt, so bleibt durch die Nachwirkung eine erst allmählich verschwindende Elongation x des Waagebalkens von der schließlichen Ruhelage zurück, welche sich für die Zeit t Minuten nach der Detorsion innerhalb der sub. 5. erwähnten Gränzen und unter Voraussetzung einer bestimmten Temperatur darstellen läßt durch:

$$x = k \cdot q \cdot T^p \cdot \frac{1}{t^a}$$

worin alle Coëfficienten nur von der Drahtsorte abhängig sind. (Für den Silberdraht ist bei der Temperatur $+12^{\circ},5$ C. $k = 0,0010058$; $p = 0,587$ gefunden.)

8. Die Nachwirkung wächst mit der Temperatur τ . Unter den Verhältnissen von Nr. 7. ändert sich a in mittlerer Temperatur nicht; k dagegen hat bei constantem q und T für $+21^{\circ}$ C. etwa den doppelten Werth wie für 0° und wächst nahezu nach der Formel:

$$k = k_1 (\tau + 21^{\circ},5).$$

Genauer wird es durch eine nicht lineare Function dargestellt, da in erhöhter Temperatur die Zunahme beschleunigt zu werden scheint.

9. Eine Vermehrung der Temperatur, während die Theilchen sich vermöge der elastischen Nachwirkung ihrer endlichen Gleichgewichtslage nähern, erhöht ihre Geschwindigkeit. Durch die Wärme wird demnach entweder der Widerstand vermindert, oder, was wahrscheinlicher seyn dürfte, die Kraft, welche die Molecüle in ihre Gleichgewichtsstellung zu drehen strebt, vermehrt.

Frankfurt a. M., Februar 1866.

IV. Mineralogische Mittheilungen; von Prof. G. vom Rath in Bonn.

(Fortsetzung von S. 259.)

16. Ueber die vulkanischen Eisenglanz-Krystalle vom Eiterkopfe bei Plaidt und die auf denselben aufgewachsenen Augitkrystalle.

Eine deutsche Meile südlich von Andernach zwischen den Orten Plaidt, Saffig und Ochtendunk erhebt sich auf der rechten Seite der Nette eine zwar nur wenig ausgedehnte (von West gegen Ost 560, von Nord nach Süd zwischen 360 und 430 Ruthen), aber vielgipfelige vulkanische Hügelgruppe, deren höchster Punkt, der große Wannen, 902 par. Fuß erreicht. Von dieser Vulkangruppe gab unser verehrter Wirkl. Geh. Rath von Dechen in seinem Werke über den Laacher See S. 397—418 eine ausführliche Beschreibung. Hier mag nur erwähnt werden, daß jene Gipfel, unter denen mit besonderen Namen ausgezeichnet sind: der große Wannen, Michelsberg, Langenberg, Rotheberg, nördliche und südliche Eiterkopf, Taumen, theils Schlackenkegel, theils echte kratertragende Vulkane darstellen. Zu den letzteren gehört der Michelsberg, Rotheberg, der große Wannen, während der Taumen und die Eiterköpfe keine kraterähnliche Form besitzen, und der Langenberg einen fast geradlinigen scharfen Rücken bildet. Diese Hügel erheben sich über einer mit Löss und darüberlagerndem Bimstein bedeckten Ebene, welche sanft gegen Nord, Ost und Süd abfällt, gegen West aber durch das Thal der Nette von den Krufter Höhen geschieden wird. Die Lavamassen, welche unseren Vulkanen entfloßen, sind zum größten Theile unter der Löss- und Bimsteindecke verborgen und werden nur sichtbar an ihrem westlichen Ende, im Nettethal, sowie gegen Ost in jener Thalsenkung, welche sich unterhalb Saffig mit dem Thale der Nette verbindet. Die westlich in letzterem Thale auf eine Strecke von 800 Ruthen anstehende

Lavamasse ist nach Hrn. v. Dechen in ihrer mineralogischen Beschaffenheit der Mühlsteinlava von Niedermendig gleich: »alle Höhlungen in derselben sind mit einem Ueberzuge von Nephelin-Krystallen bedeckt.« Hiervon verschieden ist die Lava am östlichen Fusse unserer Hügel, im Thale von Saffig, welche wahrscheinlich in Verbindung stand mit der Lava von der Rauschenmühle, indem beide dicht, basaltähnlich sind, und keine Nepheline erkennen lassen.

Der Eisenglanz, welcher zu vorliegender Mittheilung Veranlassung bot, findet sich am südlichen oder grossen Eiterkopfe. Dieser Schlackenhügel ist durch einen umfangreichen Steinbruch eröffnet, in welchem sogenannte »Krotzen« gewonnen werden. Der Stofs schneidet 30 bis 40 Fufs tief in die Schlackenmasse ein, und überfährt eine Spalte, welche mit ihren mannichfachen seitlichen Verzweigungen auf etwa 20 bis 25 Fufs senkrechter Höhe sich verfolgen läfst. Diese Spalte war augenscheinlich einst eine Fumarole, durch deren Thätigkeit der alle Kluftflächen bedeckende Eisenglanz erzeugt wurde. Da die Fumarolenspalte in kaum verbundenen Schlacken aufsetzt, so ist einige Behutsamkeit beim Sammeln des Eisenglanzes nöthig; auch ist zu erwarten, dafs dieselbe über kurz oder lang durch niederstürzende Schlacken gänzlich vernichtet wird, und ihre überaus zierlichen Bildungen an Ort und Stelle nicht mehr zu finden seyn werden. Der Eisenglanz bedeckt die Oberfläche der Schlackenstücke und bildet oft die schönsten Ausblühungen, welche bisweilen blumenkohlähnliche Gestalten zeigen. Die Farbe ist theils das gewöhnliche Stahlgrau, theils prachtvoll blau angelauten. Die Gröfse der Krystalle schwankt zwischen 2 Linien und äufserster Kleinheit. Ihre Form ist die Combination des Hauptrhomboëders P , mit der Basis c , wozu untergeordnet auch das Hexagondodecaëder r hinzutritt, dessen abwechselnde Endkanten durch die Flächen des Hauptrhomboëders abgestumpft werden. Den Krystallen unseres Fundorts fehlen indess meist die Flächen r . Häufig sieht man eine kastenförmige Bildung der Rhomboëderflächen. Ausser diesen Krystallen bildet der Eisenglanz am Eiter-

kopfe auch dünne Tafeln, welche bis 1 Zoll Gröfse erreichen und den vesuvischen an Schönheit nichts nachgeben. Diese sind indeß an ihrer Anwachsstelle so sehr zerbrechlich, daß man sie fast niemals dem Schlackenstücke noch anhaftend, vielmehr gewöhnlich lose in der feinen vulkanischen Asche findet, welche den unteren Theil der Fumarolenspalte erfüllt. Unter diesen Tafeln finden sich auch linearische Formen, welche bei einer Gröfse bis zu einem Zoll nur $\frac{1}{4}$ bis $\frac{1}{2}$ Linie breit sind, und durch diese für den Eisenglanz ungewöhnliche Form sich als eine neue Zwillingausbildung erweisen. Diese Eisenglanz-Verwachsungen, welche überhaupt zu den zierlichsten Krystallbildungen gehören, verdienen auch deshalb unser Interesse, weil man an ihnen deutlich wahrnimmt, wie der Aufbau der Krystalle hier vor sich gegangen ist. Jene linearischen Gestalten, welche die Fig. 25 möglichst naturgetreu darstellt, sind Verwachsungen zweier Reihen von Individuen, wobei die Basis c Zwillingsebene, eine Fläche des ersten sechsseitigen Prisma's Zusammenwachsungsebene ist. In diesem letzteren Umstande liegt eine Abweichung von den gewöhnlichen Eisenglanz-Zwillingen, da diese entweder sich gegenseitig durchdringen, oder sich mit der Zwillingsebene, der Basis c, begrenzen. Die in unserer Fig. 25 nach unten gekehrte Seite der Zwillingnadel ist eben, hier verläuft als eine kaum sichtbare Linie die Zwillinggränze. Die obere Seite stellt einen treppenförmigen Bau dar, an welchem allerdings die Höhe der einzelnen Stufen im Verhältniß zu ihrer Länge etwas geringer ist, als es die Figur der Deutlichkeit wegen zeigt. Ueber diese Oberseite läuft eine mehr oder weniger tiefe, mehr oder weniger ausgedehnte Längsrinne, gebildet durch je eine Rhomboëderfläche beider Individuen. Der Ansatzpunkt der Nadel liegt an ihrem dickeren Ende. Denn wenngleich meist die Nadeln an beiden Enden verbrochen sind, sah ich doch mehrfach deutlich den Ansatz derselben. Es legt sich nämlich an ein gewöhnliches sechsseitiges Eisenglanz-Täfelchen, begränzt durch P und c, und zwar oft nur an einer Ecke desselben ein Zwillingssindivi-

duum an: so ist die Veranlassung zur Nadel geboten. Denn beiderseits (rechts und links) legen sich, und zwar auf der in unserer Figur abwärts gewandten Fläche, neue in Zwillingstellung gegen einander befindliche Eisenglanzschichten an, welche am freien Ende, wo die jüngere Bildung die ältere überragt, zu wohlgebildeten Krystallen sich begrenzen. So geht jeder neue Anschuss von der Anwachsstelle aus. Die neuen Anwachs lamellen sind dort, wo sie auf den älteren Theilen der Nadel ruhen, zuweilen nur sehr dünn, verdicken sich aber wo sie frei unter jenen hervorschießen; wodurch eine weniger schnelle Verdünnung der Nadel hervorgebracht wird. Es zeigt sich gleichsam eine größere Tendenz der krystallisirenden Eisenglanz-Theilchen, die Nadel zu verlängern als dieselbe zu verdicken — So wuchs die Nadel bis die Fumarole kein Eisenchlorid mehr lieferte, oder vielleicht bis das Gewicht der Nadel ihr Abbrechen veranlasste. Zuweilen sehen wir indess einen Abschluss der Nadel, indem die eine Zwillingshälfte über die andere dominirt, jene stets breiter, diese stets schmaler wird, bis endlich die dominirende Hälfte allein den Kopf der Nadel bildet, und diese gleichsam als ein einfaches Individuum endet. Doch nicht immer schließt die Bildung in dieser Weise ab. Die zurückgedrängte Hälfte — welche wegen des vorgelegten Kopfes des anderen Individuums in der alten Richtung nicht fortwachsen kann — wächst weiter in einer um 60° oder 120° veränderten Richtung, es bilden sich neue Zwillingarme. Eine Nadel sah ich an ihrem Ende einen sechsstrahligen Stern tragend, dessen Arme in derselben Weise aus Zwillingindividuen bestehen. Wie bei anderen ähnlichen Verwachsungen herrscht auch hier in der speciellen Ausbildung eine große Mannichfaltigkeit, welche an den zierlichen Krystallbildungen zu verfolgen, einen gewissen Genuß gewährt, deren ausführliche Beschreibung indess ermüdend seyn würde.

Auf den Eisenglanz-Tafeln und Krystallen sind zuweilen aufgewachsen oder vielmehr in dieselben theilweise eingesenkt äußerst kleine gelbe Krystalle, welche der Beob-

achtung zwar leicht entgehen, da sie kaum $\frac{1}{10}$ Linie Grösse erreichen, deren Bestimmung indess von erheblichem Interesse ist. Denn die Verbindung der gelben Krystallchen mit dem Eisenglanze ist der Art, daß für beide unbedingt eine gleiche Bildungsweise angenommen werden muß. Bereits vor 5 Jahren beobachtete ich diese Krystalle, ohne daß es mir indess trotz vielfacher Versuche gelingen wollte, ihre Form zu bestimmen. Meine unbestimmte Muthmaßung ging dahin, es möchten jene dem bloßen Auge fast unsichtbaren Formen Rutil seyn, wodurch sich eine Analogie zu den alpinischen Eisenglanzen würde herausgestellt haben. Schliesslich ist es mir indess gelungen, nicht nur im Allgemeinen die Form zu erkennen, sondern auch die Winkel mit annähernder Genauigkeit am Reflexionsgoniometer zu messen. Die kleinen gelben Krystalle stimmen danach auf das Vollkommenste in ihrer Form mit Augit überein, und es bleibt mir, gestützt auf Gründe, welche sich alsbald ergeben werden, durchaus kein Zweifel, daß die gelben Krystallchen in der That Augite sind. Die Form ist die allgemein bekannte der eingewachsenen Augite und stellt folgende Combination dar:

verticales rhombisches Prisma $T = (a : b : \infty c)$

ein zweites vert. rhombisches Prisma $f = (\frac{1}{3} a : b : \infty c)$

Querfläche $a = (a : \infty b : \infty c)$

Längsfläche $b = (b : \infty a : \infty c)$

schiefes rhombisches Prisma $s = (a' : \frac{1}{2} b : c)$

ein zweites schiefes rhomb. Prisma $u = (\frac{1}{3} a' : \frac{1}{2} b : c)$

Die Axen, auf welche obige Formeln zu beziehen, sind dieselben, welche Quenstedt in seinem Handb. d. Min. für den Augit angenommen. Die Fläche f , welche die Kante $T : a$ abstumpft, führt bereits Miller auf. Die Fläche u , welche die stumpfe Kante $s : T$ abstumpft, findet sich häufig auch bei den eingewachsenen vulkanischen Augiten. Nach den Angaben v. Kokscharow's (Mat. z. Min. Rußl. 4. B.) sind die Kanten obiger Flächen unter einander folgende: $T : T = 87^\circ 6', 5$, $a : T = 133^\circ 33'$, $T : f = 152^\circ 52', 5$, $a : f = 160^\circ 41'$, $s : s = 120^\circ 48'$, $s : b = 119^\circ 36'$.

Diese sechs Kanten wurden mehrfach an dreien jener kleinen gelben Krystalle gemessen, und so weit die Genauigkeit der Messung reichte, mit den obigen Winkeln völlig übereinstimmend gefunden. Von Flächen, welche wie im vorliegenden Falle mit bloßem Auge nicht mehr sichtbar sind, kann man dennoch ein Spiegelbild erhalten, wenn man ein Licht sehr nahe an den Krystall stellt. Auch unter dem Mikroskope untersuchte ich bei schwacher Vergrößerung sehr viele auf den Eisenglanzen sitzende Krystalle, und überzeugte mich, daß alle die oft höchst zierlich ausgebildete Augitform besitzen.

Einen fernerer Beweis, daß wir hier in der That Augite vor uns haben, gewann ich aus der Untersuchung einiger Schlackenstücke oder vielmehr schwach zusammengebackener Asche, welche der Fumarolenspalte entnommen war. Diese Masse, welche mit den Fingern sich zertheilen liefs und der oberflächlichen Beobachtung durchaus nichts Merkwürdiges darzubieten schien, enthüllte der genaueren Untersuchung die interessantesten Verhältnisse. Offenbar wurden die aschenähnlichen Schlacken von den Fumarolen-Dämpfen durchzogen, welche theils Zerstörungen, theils Neubildungen veranlafsten. So ist der Glimmer, welcher als häufiger Gemengtheil in diesen Laven sich findet, sichtlich angegriffen; seine Farbe ist goldgelb, Sprünge durchziehen ihn; Aufblähungen wölben die Lamellen auseinander; einzelne Blättchen sind durchlöchert. In den durch Zerstörung entstandenen Räumen haben sich allenthalben kleine Eisenglanze angesetzt, zwischen und auf denen sich auch jene gelben Krystalle zeigen. Aus der zerbröckelten Lava fallen viele zierliche schwarze Augite heraus (welche den Lavamassen des Plaidter Gebiets häufig beigemengt sind), deren Gröfse $\frac{1}{2}$ bis $1\frac{1}{2}$ Linien beträgt. Sie besitzen eine eigenthümlich rauhe, wie zersetzt aussehende, doch schimmernde Oberfläche. Welche Bewandniß es mit diesen Krystallen habe, lehrt sogleich das Mikroskop. Die Augite sind nicht zersetzt, sondern mit unzähligen kleinsten aufgewachsenen Krystallen bedeckt, namentlich von Eisen-

glanzen in unregelmässiger Lage, und von gelben Augiten in regelmässiger Verwachsung. Vorzugsweise die verticalen Flächen sind in der genannten Weise mit Neubildungen bedeckt, wenigstens haben sich die neugebildeten Augite meist auf jenen Flächen angesiedelt; und wenn sie sich auf den Endigungsflächen *s* finden, so besitzen sie keine regelmässige Stellung. So entsteht der erwähnte eigenthümliche Schimmer der Angitflächen, welcher auffallend an den Uralit erinnert. Unsere Krystalle geben ein messbares Spiegelbild entsprechend den Flächen *T*, *f*, *a*, und *b*. Das der Fläche *f* entsprechende Bild rührt nur von den fast zahllosen aufgewachsenen kleinsten gelben Augiten her, da die eingewachsenen Hauptkrystalle niemals die Fläche *f* besetzen. Erwähnung verdient, daß die kleinen Krystalle namentlich häufig und zunächst längs und in der Nähe der Kanten des grösseren Krystalls aufsitzen, so daß auch in diesem Falle die Kanten sich als jene Stellen erweisen, an denen zunächst eine Ansetzung krystallinischer Theile erfolgt. Die dem Eisenglanz aufsitzenden und die in Parallelverwachsung mit dem Augit verbundenen kleinen gelben Krystalle sind vollkommen identisch, und so liefert das letztere Vorkommniß einen ferneren Beweis, daß die dem durch Sublimation gebildeten Eisenglanze anhaftenden Krystalle in der That Augite sind. — Sollte von chemischer Seite noch ein Zweifel bestehen, so wird Folgendes denselben heben. Die gelben Prismen des Eiterkopfes finden sich wieder an dem jenseits der Nette in geringer Entfernung bei Plaidt sich erhebenden Corretsberge, der gleichfalls einen Schlackenkegel darstellt. Die Oberfläche der Schlackenstücke findet sich vielfach mit Eisenglanz überzogen, der aus Gruppen kleiner sechsseitiger Tafeln besteht, die in den verschiedensten Richtungen durcheinander liegen. In den Drusen derselben finden sich mehrfach strahlige Ueberzüge eines gelben Minerals in äusserst kleinen Prismen krystallisirt und büschelförmige Partien haarförmiger Nadeln bildend. Etwas grösser und von röthlichgelber Farbe sind diese Krystalle einmal auf der Oberfläche eines in der

Schlacke eingeschlossenen Quarzgeschiebes vorgekommen. (v. Dechen, Laacher See.) Diese gelben Prismen bestimmte ich bereits vor mehreren Jahren als Augite (und rechnete sie der Varietät Breislakit zu), was auch durch eine qualitative Analyse bestätigt wurde. Es schien mir wichtig diese Bestimmungen nochmals zu wiederholen; und diese Wiederholung ergab durchaus dieselben Resultate.

In der oben erwähnten aschenähnlichen Schlacke finden sich fast ebenso zahlreich wie die Augite Hornblende-Krystalle eingemengt: auch diese zeigen eine ganz ähnliche Erscheinung wie die Augite, nämlich parallel aufgewachsene gelbe Prismen, welche man schon unter der Lupe, vollkommen deutlich aber unter dem Mikroskope erkennen kann. Zerbricht man einen solchen Hornblendekrystall, so stellt sich das Innere als gewöhnliche schwarze Hornblende dar. Die Bruchfläche erscheint wie mit einem fast goldglänzenden Rande umsäumt, welcher aus zahllosen unter einander und mit dem Hauptkrystall parallel verwachsenen gelben Prismen besteht. Diese bilden eine mehr zusammenhängende Hülle, als die betreffenden Prismen auf dem Augite, überkleiden auch die Krystallenden, woselbst sie besonders deutlich auskrystallisirt sind, und stellen sich als Hornblende-Krystallchen dar. An denselben konnte ich durch Messung folgende Flächen bestimmen:

vertikales rhombisches Prisma	$T = (a : b : \infty c)$
ein zweites vertik. rhomb. Prisma	$e = (a : \frac{1}{3} b : \infty c)$
Längsfläche	$b = (b : \infty a : \infty c)$
schiefe Endfläche	$P = (a : c : \infty b)$
schiefes rhombisches Prisma	$o = (a' : \frac{1}{3} b : c)$
ein zweites schief. rhomb. Prisma	$s = (a' : \frac{1}{6} b : c)$

Dreht man diese Hornblende-Krystalle um die Hauptaxe, so sieht man dieselben zwischen den durch die Flächen e und b erzeugten Reflexen nochmals spiegeln, und zwar parallel einer Ebene, welche ungefähr mit einer Fläche $(a : \frac{1}{3} b : \infty c)$ übereinstimmen würde. Obige Formeln beziehen sich auf die von Quenstedt beibehaltenen Weifs'schen Axen.

Auch bei den Hornblende-Krystallen sind es vorzugsweise die Kanten an denen zunächst eine Ansiedelung der kleinen Prismen erfolgt. Die mikroskopischen Augite und Hornblenden sind in ihrem äusseren Ansehen so vollkommen einander gleich, daß ich der Vermuthung Raum geben muß, es seyen nur heteromorphe Zustände derselben Substanz, welche auf dem Eisenglanze und auf dem Augite die augitische, auf der Hornblende die Form dieser letzteren angenommen habe. Da die zarten Gebilde des Eisenglanzes, welche bei leisester Berührung zerbrechen, niemals weder von flüssiger Lava noch von fließendem Wasser können berührt gewesen seyn (auch die Art der Verbindung der Augite mit dem Eisenglanze eine gleichzeitige und gleichartige Bildung erheischt), so beweist die Fumarolenspalte des Eiterkopfs, daß *der Augit* (und unzweifelhaft ebenso die Hornblende) *sich auf dem Wege der Sublimation bilden könne.*

Zu einer Zeit, in welcher man so vielfach, zwar mehr durch Theorie als Beobachtung, die Entstehung der Mineralien und Gesteine auf plutonischem Wege bekämpft, möchte die Beobachtung in unserer Fumarolenspalte und der geführte Nachweis, daß hier ein Silicat durch Sublimation entstanden ist, nicht ohne Interesse seyn. Ueber den chemischen Vorgang bei dieser Bildung wage ich kaum eine Vermuthung: die Eisenglanze beweisen die Thätigkeit von Chlor-Verbindungen; und es ist durchaus nicht unmöglich, daß die Bestandtheile des Augits in der Form von Chloriden dem Kraterschlunde entstiegen sind, und in Berührung mit dem atmosphärischen Wassergehalte sich in Oxyde umgewandelt haben. Doch möchte auch die Ansicht zulässig seyn, daß die Augite unter Vermittlung von Wasserdämpfen, welche bei allen vulkanischen Processen eine so hervorragende Rolle spielen, sich gebildet haben.

Die Eisenglanz-führenden Schlacken des Eiterkopfs enthalten auf kleinen und größeren Drusenflächen gelben Glimmer in den zierlichsten, sechsseitigen Blättchen. Dieser zuweilen in inniger Beziehung zum Eisenglanz ste-

hende, offenbar neugebildete Glimmer ist auf den ersten Blick von den eingemengten größeren Blättern des ursprünglichen Glimmers zu unterscheiden. Dieser letztere zeigt überall die offenbaren Spuren der Zerstörung; die kleinen gelben Glimmerblättchen sind jüngeren Ursprungs, wahrscheinlich wie Augit, Hornblende und Eisenglanz ein Product der Fumarole.

Die in der Nähe der Spalte entnommenen Schlacken erscheinen dem bloßen Auge dicht oder höchst feinkörnig. Unter dem Mikroskop indess erkennt man, daß das Gestein durchaus aus krystallinischen Gemengtheilen besteht; neben Augit, Hornblende, Glimmer und Eisenglanz zeigt die Masse und zwar vorzugsweise farblose krystallinische Körnchen, deren Natur ich noch nicht mit Sicherheit habe ermitteln können. Meist zeigen sie keine deutlich erkennbare Form, einige Male sah ich indess sechsseitige niedrige Prismen, und bin deshalb geneigt, dieselben für Nephelin zu halten.

Das Auftreten von Silicaten durch vulkanische Sublimation ist bereits 1852 durch Archang. Scacchi am Vesuv beobachtet worden. Doch ist diesen Beobachtungen, die allerdings nicht die überzeugende Kraft besaßen wie die Wahrnehmung in der Fumarolenspalte von Plaidt, nicht das Gewicht beigelegt worden, welches sie verdienen. Einer der kenntnißreichsten Geologen, Dr. Justus Roth, bemerkt zu Scacchi's Beobachtung: »Gegen die von demselben vorgetragene Theorie der Bildung gewisser Silicate durch Sublimation lassen sich so gewichtige Bedenken erheben, daß der Versuch einer anderen Erklärungsweise wünschenswerth ist.« Indess, die gelben Augite des Eiterkopfs schliessen jede andere Erklärung ihrer Entstehung als durch Sublimation aus; und mir scheinen auch die Beobachtungen Scacchi's überzeugend genug für die Annahme derselben Bildungsweise zu sprechen. »Hornblende durch Sublimation gebildet findet sich am Vesuv häufig. Sie pflegt lange, haarförmige gelblichröthliche Krystalle zu bilden, deren Farbe bisweilen an verfilzte Goldfäden erinnert. Bei dem Ausbruche von 1839 und den

späteren kleineren Eruptionen bis zum Februar 1850 habe ich oft haarförmige Hornblende in den Hohlräumen der Schlacken, aber nie einen Hornblendekrystall im Innern des Gesteins gesehen. In einem der nach dem Ausbruche von 1850 zurückgebliebenen Krater fand ich einen sehr großen Augitporphyrblock, der außen zersetzt und mit den gewöhnlichen Fumarolensalzen bedeckt, innen außerordentlich zerbrechlich geworden war, und an einigen Stellen anfangende Verglasung zeigte. Sehr viele mit unzähligen haarförmigen, braunen Hornblende-Krystallen erfüllte Spalten durchzogen ihn im Innern. Ich konnte die größeren Krystalle mit dem Reflexionsgoniometer messen und fand $124\frac{1}{2}^{\circ}$, so daß kein Zweifel über die Species vorhanden ist. Die verwandten Gattungen, Augit und Hornblende waren also so vertheilt, daß die erstere nur im Gesteine selbst, die letztere nur in den Spalten vorkam, also wohl durch Sublimation entstanden war.« (Scacchi, Ueber die bisweilen durch Sublimation entstandenen Silicate der Somma und des Vesuvs, s. Roth, Der Vesuv, S. 380 — 386).¹⁾

Beim Eisenglanze findet sich bekanntlich außer dem häufigeren Zwilling-gesetze (Zwillingsebene die basische Fläche c), nach welchem die Krystalle des Eiterkopfs und zwar in sehr eigenthümlicher Weise verwachsen sind, noch ein selteneres, welches dadurch charakterisirt ist, daß eine Fläche des Hauptrhomboëders Zwillingsebene ist. Solche Zwillinge kommen vor sowohl bei dem vulkanischen Eisenglanze der Vulkaninsel Stromboli als auch bei den mit Rutil bedeckten Krystallen des St. Gotthard's.

Die Ausbildung eines Zwillings von Stromboli habe ich nach einem dem Berl. Univ. Min. Cab. angehörigen Original in Fig. 26 dargestellt. Die an demselben zu beobachtenden Flächen sind folgende:

- 1) Späterer Zusatz. Auf der Insel Ischia, dem Trachyteilande am Monte Tabor, beobachtete ich in den feinen Spalten eines weissen durch die dortigen Fumarolen zersetzten Trachyts die zierlichsten Augit- und Glimmerkrystalle, welche unzweifelhaft ebenfalls durch Sublimation gebildet sind. In einem für die Deutsche Geolog. Zeitschr. bestimmten Aufsatze werde ich darüber nähern Bericht erstatten.

$$c = (c : \infty a : \infty a : \infty a), \quad 0R$$

$$P = (a : a : \infty a : c), \quad R$$

$$r = (\frac{2}{3}a : \frac{3}{4}a : \frac{3}{2}a : c), \quad \frac{4}{3}P2$$

$$v = (a' : a' : \frac{1}{2}c : \infty a), \quad -\frac{1}{2}R$$

$$n = (a : \frac{1}{2}a : a : \infty c), \quad \infty P2$$

$$\chi = (2a' : \frac{3}{2}a' : a' : c), \quad -\frac{1}{2}R3$$

Außer diesen in die Figur eingezeichneten Flächen findet sich noch eine schmale linearische Abstumpfung der stumpferen Endkante des Skalenoëders χ , welche dem Rhomboëder

$$(a' : a' : \frac{3}{4}c : \infty a), \quad -\frac{1}{4}R$$

angehört. Diese Form ist bisher noch nicht beobachtet; die entsprechenden Flächen an dem Krystalle von Stromboli sind indess so schmal, daß sie keine Messung erlauben.

Das Skalenoëder χ führt bereits Miller auf, bei dem es das Zeichen $21\bar{1}$ erhält. Auch Hessenberg beobachtete und zeichnete es an einem Krystalle vom Cavradi an den Quellen des Vorderrheins (s. Mineral. Not. No. 5, S. 43). Dasselbe ist bestimmbar durch den Kantenparallelismus $P:r:\chi:n$, und $v:\chi:n:\chi'$.

Zuweilen zeigen die Zwillinge von Stromboli das dritte stumpfere Rhomboëder

$$y = (a' : a' : \frac{1}{2}c : \infty a), \quad -\frac{1}{2}R,$$

dessen Flächen parallel den Combinationskanten mit der Basis c gestreift sind. Während die durch die basischen Flächen $c:c$ gebildete einspringende Kante 115° beträgt, ist der einspringende Winkel $y:y = 137^\circ 12'$.

Ähnlich gebildete Eisenglanz-Zwillinge vom St. Gotthardt hatte Hr. Wiser die Güte mir in seiner Sammlung zu zeigen (März 1865). Es sind Rutil bedeckte Tafeln, deren Randflächen durch das Dihexaëder r gebildet werden. Das Hauptrhomboëder erscheint als schmale Abstumpfung der abwechselnden Dihexaëder Endkanten. Dazu gesellt sich noch das erste stumpfere Rhomboëder v . Die Zwillingeindividuen durchkreuzen sich unter dem Winkel von 113° resp. 67° .

17. Eigenthümlich ausgebildete Augite vom Laacher See.

Die im Bimsteintuffe des Laacher Sees zerstreuten Samidinblöcke enthalten bekanntlich neben Titanit, Magnet-eisen, Hornblende gewöhnlich auch wohlausgebildete Augite, welche theils die gewöhnliche Combination der Flächen des verticalen rhombischen Prisma T mit Quer- und Längsfläche, und den Flächen des schiefen rhombischen Prisma's s (welche sich unter dem Winkel $120^\circ 48'$ schneiden) darstellen, theils auch flächenreichere Formen bilden, indem die Flächen P , x und m hinzutreten. Diese flächenreicheren Krystalle sind in Fig. 27 dargestellt.

Ein sehr verschiedenes Aussehen besitzen die Augitkrystalle, welche in Drusen einzelner Sanidinblöcke aufgewachsen sind, so daß nicht nur ich selbst nach ziemlich eingehender Untersuchung der sehr kleinen Krystalle dieselben für etwas Neues hielt, sondern auch geübtere mineralogische Augen die Augitform nicht herauszufinden vermochten. Mehrfach ist dieser sonderbar ausgebildete Augit für Orthit gehalten worden. Dadurch möchte es sich rechtfertigen, diese Curiosität unseres Laacher Gebiets hier darzustellen, s. Fig. 28.

Die kleinen Krystalle besitzen die Form einer mäfsig dicken Tafel. Tafelförmige Augite sind überhaupt sehr ungewöhnlich; wo sie bisher beobachtet worden sind z. B. bei Warwick im St. New-York wird jene Form hervorgerufen durch das Vorherrschen der Fläche P . S. meine Mittheilungen aus d. Min. Sammlung des Dr. Krantz, diese Ann. Bd. CXI, S. 263, Taf. III, Fig. 5.

Die Tafelfläche der in Rede stehenden Laacher Augite ist x ; und es sind dieselben eine Combination der Flächen: T , a , b , P , x , s , u , m , n , welche unter Annahme der Weiss-Quenstedt'schen Axen und Stellung die unter I stehenden, bei Annahme der Naumann'schen durch s und m gebildeten Grundform die Formeln unter II erhalten.

I	II
$T = (a : b : \infty c);$	$(a : b : \infty c), \quad \infty P$
$a = (a : \infty b : \infty c);$	$(a : \infty b : \infty c), \quad \infty P \infty$

I.	II.
$b = (b : \infty a : \infty c);$	$(b : \infty a : \infty c), (\infty P \infty)$
$P = (a : c : \infty b);$	$(c : \infty a : \infty b), 0P$
$\alpha = (a' : c : \infty b);$	$(a : c : \infty b), + P \infty$
$s = (a' : \frac{1}{2} b : c);$	$(a : b : c), + P$
$u = (\frac{1}{3} a' : \frac{1}{4} b : c);$	$(\frac{1}{4} a : \frac{1}{2} b : c), + 2P$
$m = (\frac{1}{3} a : \frac{1}{4} b : c);$	$(a' : b : c), - P$
$n = (a : \frac{1}{4} b : c);$	$(\frac{1}{2} b : c : \infty a), (2P \infty)$

In Fig. 28 Taf. I ist diese Augitform in derjenigen Stellung gezeichnet, in welcher sie eine gewisse Aehnlichkeit mit dem Orthit zeigt, s. »Ueber die Krystallform des Bucklandits (Orthits) vom Laacher See«, diese Annalen Bd. CXIII, S. 281 Fig. 3 Taf. VI. Diese Stellung, in welcher die Flächen des schiefen Prisma's s als verticales rhombisches Prisma erscheinen, fordert dazu auf, die Flächen auf neugewählte, der Stellung entsprechende Axen zu beziehen. Wählen wir die fast rechtwinkligen Axen

$$a : b : c = 0,56801 : 1 : 0,15592,$$

von denen die Axe a sich etwas nach vorne neigt, so daß sie mit c vorne oben den Winkel

$$90^{\circ} 9', 7''$$

bildet, so werden die Flächenformeln folgende:

$T = (a : \frac{1}{4} b : c)$	$s = (a : b : \infty c)$
$a = (a : c : \infty b)$	$u = (\frac{1}{3} a : \frac{1}{4} b : c)$
$P = (b : \infty a : \infty c)$	$m = (\frac{1}{3} a' : \frac{1}{4} b : c)$
$P = (\frac{1}{3} a' : c : \infty b)$	$n = (\frac{1}{3} a' : \frac{1}{4} b : a)$
$x = (a : \infty b : \infty c)$	

In Bezug auf ihre Kantenwinkel sind die in Rede stehenden Augite, wie überhaupt die in den Sanadin-Blöcken von Laach vorkommenden (soweit ich dieselben bis jetzt

- 1) Diese Axenelemente sind nach v. Kokscharow's Daten berechnet; und zwar unter Zugrundelegung der drei Winkel

$$a : x = 105^{\circ} 30'$$

$$P : x = 148 \quad 41,5$$

$$s : s = 120 \quad 48,33$$

s. Mater. z. Miner. Rußlands Bd. IV, S. 258 bis 383.

untersucht habe) von sehr unregelmäßiger Bildung. Ich beschränke mich darauf, diejenigen an mehreren tafelförmigen Augiten gemessenen Winkel, welche mit den von Kokscharow angenommenen Axen-Elementen am besten sich vereinbaren, mitzutheilen:

Gemessen	Von Kokscharow ber.
$b : s = 119^{\circ} 33'$	$119^{\circ} 35' 50''$
$b : T = 136 \ 28$	$136 \ 26 \ 44$
$a : T = 133 \ 32$	$133 \ 33 \ 16$
$s : T = 121 \ 16$	$121 \ 12 \ 4$
$b : u = 132 \ 3$	$132 \ 6 \ 14$
$s : u = 156 \ 50$	$156 \ 41 \ 33$
$T : u = 144 \ 31$	$144 \ 30 \ 31$
$a : m = 126 \ 10$	$126 \ 0 \ 23$
$m : T = 134 \ 41$	$134 \ 39 \ 1$
$P : a = 105 \ 38$	$105 \ 48 \ 30$
$b : n = 138 \ 38$	$138 \ 36 \ 4$
$n : T = 131 \ 44$	$131 \ 53 \ 30$

Die vorstehenden Messungen wurden mit meinem älteren Instrumente ausgeführt, welches zwar einen Schlitten-Apparat zum genauen Centriren, doch kein Fernrohr besitzt.

Anmerkung. In der III. Forts. dieser Mittheilungen sind durch die dankenswerthe Aufmerksamkeit des Hrn. Prof. Rammelsberg einige Druckfehler und Irrungen aufgefunden worden, welche ich nachträglich zu berichtigen bitte.

S. 375 ist für das spec. Gew. des Dufrénoyit's zu setzen 5,549 statt 4,549

S. 399 $2R' : 0R$ statt $3R' : 0R$

S. 400 der Mittelkanten-Winkel des Diaspor's beträgt $82^{\circ} 54$ statt $97^{\circ} 6'$

S. 400 $x = (3a : b : c)$ statt $(2a : b : c)$

S. 401 ist dem Verzeichnisse der Diaspor-Flächen noch hinzuzufügen

$$r = (\frac{1}{2}a : 4b : c) \quad \frac{1}{10}P_1 \text{ (Kokscharow)}$$

Die Berichtigung etwaiger Druckfehler oder Irrthümer in vorstehendem Aufsätze werde ich mit vielem Danke entgegennehmen und in der nächsten »Fortsetzung« mittheilen.

V. *Ueber den Kupferwismutglanz;
von A. Weisbach in Freiberg.*

In Folge des gegenwärtigen hohen Preises vom Wismutmetall wurde neuerdings die Grube Tannebaum-Stolln bei Schwarzenberg wieder in Angriff genommen; hierbei gelangte ein ausgezeichnetes Stück Kupferwismutglanz in den Besitz des Hrn. Ober-Berghauptmann Freiherrn von Beust und durch die Güte Desselben später in die mineralogische Sammlung unserer Bergakademie. Dieses Stück, welches das Mineral nicht wie gewöhnlich derb und in Quarz eingewachsen, sondern in aufgewachsenen, zum Theil über ein Zoll langen cylindrischen Krystallnadeln, von Quarz, Braunsparth und Kupferkies begleitet, zeigte, gab mir Veranlassung, das genannte Mineral genauer zu studiren, und erlaube ich mir die Resultate dieser Untersuchung hier mitzutheilen.

Vorerst werde vorausgeschickt, daß bereits im Jahr 1817 der verstorbene badische Oberbergrath Selb¹⁾ auf den merklichen Kupfergehalt des sogenannten Wismutglanzes vom Tannebaum-Stolln und auf seine Verschiedenheit vom eigentlichen Wismutglanz (BiS^{a}) aufmerksam gemacht hat. Diese Bemerkung Selb's scheint indess wenig beachtet worden zu seyn, indem das fragliche Mineral erst 1853 von R. Schneider²⁾ analysirt und als eine besondere Species mit dem Namen »Kupferwismutglanz« bezeichnet wurde. Die Analyse führte auf die Formel CuBi , wonach der Körper enthalten müßte:

18,91	Proc. Kupfer
62,01	» Wismut
19,08	» Schwefel.

Ein Jahr darauf (1854) untersuchte Dauber³⁾ das Mi-

1) C. v. Leonhard's Taschenbuch Bd. XI, S. 441 und 451.

2) Pogg. Ann. Bd. 90, S. 166.

3) Pogg. Ann. Bd. 92, S. 241.

neral auch in krystallographischer Beziehung und erkannte es als dem rhombischen Krystallsystem angehörig. Der von Dauber beschriebene, nadelförmige, in der Richtung der Hauptaxe lang ausgedehnte, kaum $\frac{1}{2}$ Millimeter breite Krystall zeigte folgende Gestalten (siehe Fig. 15 Taf. VIII):

$$\text{Prisma} \quad g = \infty P \frac{1}{2}$$

$$\text{Makropinakoid} \quad a = \infty P \overline{\infty}$$

$$\text{Makrodoma} \quad d = P \overline{\infty}$$

$$\text{Makrodoma} \quad k = \frac{1}{2} P \overline{\infty}$$

und ergaben die an ihm angestellten Messungen die Winkel:

$$gg'' = 102^\circ 42' (\pm 10')$$

$$dd' = 101^\circ 38' (\pm 30')$$

$$kk' = 149^\circ 36' (\pm 30'),$$

von welchen Winkeln den Dauber'schen Bemerkungen zufolge der erstere bis auf etwa zehn, die beiden letzteren auf dreissig Minuten genau anzusehen sind.

Ich war nun so glücklich, auf dem erwähnten Stück ebenfalls einen Krystall mit Endflächen (No. 1.) zu entdecken; derselbe hatte bei einer Dicke von $\frac{3}{4}$ Millimeter den Habitus des von Dauber beschriebenen, und liefs (siehe Fig. 16^a und 16^b Taf. VIII) folgende Formen erkennen:

$$\text{Makropinakoid} \quad a = \infty P \overline{\infty}$$

$$\text{Makrodoma} \quad d = P \overline{\infty}$$

$$\text{Makrodoma} \quad k = \frac{1}{2} P \overline{\infty}$$

$$\text{Prisma} \quad z = \infty P$$

$$\text{Prisma} \quad u = \infty P \frac{1}{2}$$

Es unterscheidet sich also dieser Krystall von dem Dauber'schen durch das Fehlen des Prisma g , welches ich übrigens an den von mir untersuchten Krystallen nicht aufzufinden vermochte, und durch das Auftreten der Prismen z und u .

Die am Krystall vorgenommenen Messungen ergaben:

$$da = 128^\circ 56' (\pm 8')$$

$$da' = 51^\circ 9',5 (\pm 4')$$

$$ka = 104^\circ 54',5 (\pm 5')$$

$$ka' = 75^\circ 4',5 (\pm 5')$$

$$za = 136^\circ 5' (\pm 10')$$

und nur ganz approximativ

$$ua = 147\frac{1}{2}^\circ.$$

Außer dem beschriebenen Krystall wurden noch drei mit verbrochenen Enden untersucht. Von ihnen zeigte der eine (No. 2.) nur die Gestalten:

$$\infty P \overline{\alpha} (a), \infty P \frac{1}{2} (u), \infty P \check{\alpha} (b);$$

ein anderer (No. 3.)

$$\infty P \overline{\alpha} (a), \infty P (z), \infty P \frac{1}{2} (y), \infty P \check{\gamma} (x),$$

unter welchen Prismen von dem ersten (z) statt vier Flächen drei, von dem zweiten (y) und dritten (x) nur zwei Flächen ausgebildet waren.

Ein dritter Krystall (No. 4.) endlich erschien nur von den Flächen

$$\infty P \overline{\alpha} (a), \infty P \frac{1}{2} (u),$$

begrenzt.

Gemessen wurde an No. 3. im Mittel von sechs Bestimmungen

$$sa = 136^\circ 15' (\pm 10')$$

und

$$\text{an No. 2. } ua = 145\frac{1}{2}^\circ$$

$$\text{an No. 3. } ya = 116\frac{1}{2}^\circ$$

$$\text{an No. 3. } xa = 81\frac{1}{2}^\circ$$

$$\text{an No. 4. } ua = 149\frac{1}{2}^\circ,$$

welche letzteren Messungsergebnisse nur als rohe Annäherungen zu betrachten sind, indem die bezüglichen Flächen wegen starker, mit der Hauptaxe paralleler Krümmung schlechte Bilder gaben.

Combinirt man die an den untersuchten vier Krystallen gewonnenen Resultate, so dürfte zu setzen seyn:

$$sa = 136^\circ 10' (\pm 10')$$

$$sz = 92^\circ 20' (\pm 20')$$

$$da = 128^\circ 52' (\pm 6')$$

$$kd = 104^\circ 55' (\pm 5')$$

$$dd = 102^\circ 16' (\pm 12')$$

$$kk = 150^\circ 10' (\pm 10')$$

und erfordert die Annahme von

$$u = \infty P_{\frac{2}{3}} : ua = 147^{\circ} 23'$$

$$g = \infty P : ga = 141^{\circ} 20'$$

$$y = \infty P_2 : ya = 117^{\circ} 30'$$

$$x = \infty P_7 : xa = 98^{\circ} 28',$$

es würde dann seyn

$$uu'' = 114^{\circ} 46'$$

$$gg'' = 102^{\circ} 40'$$

$$yy'' = 55^{\circ} 0'$$

$$xx'' = 16^{\circ} 56'.$$

Von diesen Prismen stimmt das Prisma u nahezu mit dem einen Prisma überein, welches G. Rose¹⁾ an dem Kupferantimonglanz (CuSb) von Wolfsberg am Harz beobachtete, indem Derselbe auſser einem Prisma von $135^{\circ} 12'$ eins von 111° fand; indessen steht der Annahme einer von Schneider vermutheten Isomorphie beider Mineralien die Verschiedenheit der Spaltungsverhältnisse einigermassen noch im Wege (siehe unten); übrigens scheint es mir sehr wahrscheinlich, daſs der Berthierit (FeCb) ein drittes Glied dieser Gruppe bildet.

Was die Spaltbarkeit des Emplektit's (so nennt man jetzt auch oft, nach Kennigott's Vorschlag, den Kupferwismutglanz) betrifft, so geht dieselbe in vollkommener Weise nach dem Makropinakoid (α), wie schon Dauber angab (während der Kupferantimonglanz nach G. Rose brachydiagonal spaltet); auſserdem aber existirt eine recht deutliche Spaltbarkeit nach der Basis und eine wenig deutliche nach einem Prisma (w), welches vielleicht mit y identisch ist; ich fand nämlich am Krystall No. 4.

$$wa = 114^{\circ},$$

welcher Winkel indess auf Genauigkeit keinen Anspruch machen kann, insofern die betreffende Spaltungsfläche nicht in ihrer ganzen Ausdehnung eben ist, sondern stellenweise in eine flachmuschlige Bruchfläche verläuft.

Für das specifische Gewicht des Kupferwismutglanzes finde ich nur eine Angabe, nämlich in Naumann's Mineralog. 1) Pogg. Ann. Bd. 35, S. 360.

ralogie, wo nach Kirwan der Werth 6,1 bis 6,2 steht; diese Angabe beruht jedoch auf einem Irrthum, da das von Kirwan untersuchte Mineral von Altenberg stammte, woselbst wohl der eigentliche Wismutglanz (BiS^2), nicht aber der Kupferwismutglanz vorkommt.

Da eine andere Angabe nicht aufzufinden war, die Kenntniss des fraglichen specifischen Gewichts aber doch wünschenswerth seyn dürfte, so habe ich versucht dasselbe zu bestimmen, welche Bestimmung wegen des Eingewachsenseins in Quarz etwas umständlich und aus demselben Grunde auch nicht mit letzter Genauigkeit zu ermitteln ist. Zu dem gedachten Zwecke wurde eine gewisse, rücksichtlich ihres absoluten und specifischen Gewichts bestimmte Quantität des Quarz-Kupferwismutglanz-Gemenges ¹⁾ in heisser Salpetersäure unter Zusatz von etwas chloresurem Natron aufgelöst und der rückständige (ausgewaschene, getrocknete und geglühte) Quarz seiner Menge nach bestimmt und so indirekt durch einfache Rechnung das specifische Gewicht des Kupferwismutglanzes gefunden. Ich habe drei dergleichen Bestimmungen bei einer etwa 5° C. betragenden Temperatur ausgeführt und setze ich die bezüglichen Daten hierher:

	Absolutes Gewicht des Gemenges	Specifisches	Absolutes Gewicht des rückständigen Quarzes	Specifisches
	mgr			
1.	1612,2	4,419	487,9	2,587
2.	1430,7	4,436	470,6	2,754
3.	3703,9	4,343	1166,7	2,616

aus welchen Angaben sich berechnet

1) 5,214

2) 5,263

3) 5,137,

1) Auf das Aussuchen der Stückchen hierzu wurde wegen des fein eingesprengt vorkommenden Kupferkieses die nöthige Sorgfalt verwendet.

so daß, wenn wir der letztern mit besonderer Sorgfalt ausgeführten Gewichtsbestimmung das doppelte Gewicht, der zweiten wegen eines kleinen dabei vorgekommenen Versehens das halbe beilegen, der Zahlwerth

5,18

sich von der Wahrheit nicht sehr entfernen wird.

Bei dieser Gelegenheit habe ich auch das spezifische Gewicht des Altenberger Wismutglanzes, welches Kirwan zu 6,118 angab, bestimmt und gefunden:

1) 6,653 ($M = 881^{\text{mgr}}, 5; t = 5^{\circ} \text{ C.}$)

2) 6,638 ($M = 1360^{\text{mgr}}, 2; t = 5^{\circ} \text{ C.}$)

3) 6,643 ($M = 2232^{\text{mgr}}, 2; t = 5^{\circ} \text{ C.}$)

woraus, wenn wir die Genauigkeit der bei den einzelnen Bestimmungen erhaltenen Werthe der eingewogenen Menge proportional setzen, sich die Zahl

6,643

ableitet, was auf den leeren Raum reducirt, giebt

6,636,

zu welcher Zahl ich noch die von andern Beobachtern gefundenen Werthe besitze:

von Drammen	6.403 nach Scheerer,
von "	6.545 nach Breithaupt,
aus Cornwall	6.405 nach Rammelsberg,
von Rezbanya	6.494 nach Wehrle,
von Riddarhyttan	6.567 nach Brisson.

Was endlich das Vorkommen des Kupferwismutglanzes angeht, so ist die in mehreren mineralogischen Handbüchern enthaltene Angabe, daß er an verschiedenen Orten des Erzgebirges vorkomme, nicht richtig; er findet sich vielmehr einzig und allein auf der Grube Tannebaum-Stolln am Schwarzwasser bei Schwarzenberg, wo er auf einem Gange der Schwerspath-Formation, welcher Kobalt-, Nickel- und Wismuterze, so wie auch edle Silbererze führt, vorkommt; der eigentliche Wismutglanz findet sich dagegen an mehreren Punkten Sachsens und hier meist überall auf Zinnängen; es kann derselbe, am leichtesten und sicher-

sten dadurch vom Kupferwismuthglanz unterschieden werden, daß ihn heiße Salpetersäure weit rascher zersetzt als diesen, und er mit jener nicht eine intensiv grünlichblaue Lösung giebt, sondern eine farblose.

VI. Ueber die mit dem Namen Speise bezeichneten Hüttenproducte; von C. Rammelsberg.

Mit dem Namen *Speise* belegt man eigenthümliche Hüttenproducte, welche beim Verschmelzen von Blei-, Kupfer-, Silber-, Nickel- und Kobalterzen fallen, wenn dieselben Arsen, Antimon oder Wismuth enthalten, was bei den ersteren zuweilen, bei den beiden letzteren stets der Fall ist. Nach dem Schmelzproceß heißen sie Blei-, Kupfer-, Nickel- oder Kobaltspeise.

Die Speisen sind Legirungen stark elektronegativer Metalle: Arsen, Antimon, Wismuth, mit elektropositiven: Nickel, Kobalt, Eisen, Kupfer, Blei (Silber); besonders aber scheint die Gegenwart von Nickel und Kobalt, welche mit Arsen sich leicht legiren, die Bildung von Speise zu veranlassen. Bilden sie sich gleichzeitig mit Stein (Schwefelmetallen) und mit Werkblei, so lagern sie sich zwischen beiden ab, was zur Folge hat, daß sie beim Erstarren von beiden etwas einschließen. Aber ihre Eigenthümlichkeit folgt schon daraus, daß sie mit dem metallischen Blei nicht zusammenschmelzen, ja zuweilen fast bleifrei sind, trotzdem sie das Werkblei im Stichteerd bedecken.

Will man zu einem Ueberblick ihrer Zusammensetzung gelangen, so wird man nur aus der Uebereinstimmung verschiedener Speisen Schlüsse ziehen dürfen, da die Masse wohl nicht selten regulinisches Metall oder Schwefelmetalle (Stein) enthält. Nach dem elektronegativen Bestand-

theil mögen hier Arsen-, Antimon- und Wismuthspeisen unterschieden werden, von denen jene die häufigsten sind ¹⁾).

A. Arsenspeisen.

Den zahlreichen vorhandenen Analysen füge ich hier die einer großblättrigen kupferrothen aus Westphalen stammenden hinzu, deren spec. Gew. = 7,762 ist. Sie enthält:

Schwefel	2,29
Arsen	41,10
Nickel	47,64
Kupfer	6,37
Eisen	2,60
	<hr/> 100.

Die Mischungsverhältnisse, denen man am häufigsten begegnet, sind:

I. $R^2 As^4$.

- 1) Hierher gehört die viergliedrig krystallisirte, welche Wöhler und Schlofsberger untersucht haben $R = Ni$
- 2) eine von Horst (Schnabel) . . . Ni, Co
- 3) eine von Dillenburg (Heusler) Ni

II. $R^3 As^3$.

- 4) Raffinirte Bleispeise von Ocker (Hampe) $R = Ni$
- 5) Von Schwarzenfels (Wille) . . . Ni
- 6) Die zuvor erwähnte (Rg.) . . . Ni, Cu

III. $R^2 As (R^1 As^4 \text{ bis } R^0 As^4)$.

- 7) Viergliedrig krystallisirte von Horst (Plakodin Breith. sp. Gew. 8,06) (Plattner) $R = Ni$
- 8) Großblättrige (Francis) . . . Ni, Fe
- 9) Prismatisch krystallisirte von Modum (Scheerer und Francis) Co, Fe
- 10) Tafelartig krystallisirte desgl. Co, Fe
- 1) Vergl. mein Lehrbuch der Metallurgie, II. Aufl.

IV. R¹ As².

- 11) Beispiele von Victor-Friedrichshütte (Rg.) R = Ni, Fe
 12) Krystallinische Kobaltspiese von Modum (Gude) Co, Fe, Cu.

B. Antimonspeisen.

Von ihnen ist nur eine untersucht,

- 13) die raffinirte Kupferspeise von Andreasberg (Bruns) . . . = (Cu, Fe, Co)¹ Sb².

C. Antimon-Wismuthspeisen¹⁾.

Durch Hrn. Hüttenmeister Ulrich zur Ocker erhielt ich verschiedene Speisen von der Stephanshütte im Zipser-Comitat in Ungarn, und zwar von der Verschmelzung von Fablerzen stammend, welche nach meinen Untersuchungen diese neue Abtheilung bilden.

- 14) Blättrig, z. Th. feinkörnig, von weißer Farbe; spec. Gew. = 7,552.
 15) Z. Th. zweigliedrig krystallisirt, sonst blättrig, fast silberweiß, dem Antimon ähnlich; spec. Gew. = 7,524.
 16) Körnig und blättrig; spec. Gew. = 7,00.

	14	15	16
Arsen	1,71	0,28	0,66
Antimon	63,34	75,27	76,03
Wismuth	5,84	6,44	13,74
Kupfer	24,33	18,49	0,38
Eisen	4,38	1,00	Spur
Nickel	0,40	0,61	9,19
	100.	101,09.	100.

Sie geben bei der Berechnung:

14. (Cu, Fe)¹ (Sb, Bi)²
 15. Cu (Sb, Bi)²
 16. Ni (Sb, Bi)⁴

1) Eine Wismuthspeise ist von Miller beschrieben (zweigliedrig) und von Dick untersucht. Sie ist = (Ni, Cu) Bi².

Bei den Berechnungen ist $\text{As} = 75$, $\text{Sb} = 120$, $\text{Bi} = 208$,
 $\text{Cu} = 63,4$, $\text{Fe} = 56$, $\text{Co} = 59$ angenommen.

Die Speisen, gleich den natürlich vorkommenden Arsen-
 und Antimonlegirungen, sind isomorphe Mischungen, und
 diese zeigen in Folge der Heteromorphie der Metalle ver-
 schiedene Krystallformen.

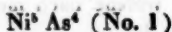
1. Reguläre.

Gruppe des Speiskobalts, enthaltend die Mischungen



Wo $\text{R} = \text{Ni}$ oder $= \text{Co}$ oder $= \text{Co, Ni, Fe}$ ist.

2. Viergliedrige.



und $\text{Ni}^3 \text{As}$ oder $\text{Ni}^7 \text{As}^4 \text{ (No. 7)}$.

Diese beiden Speisen haben dieselbe Form. Die erste
 ist von G. Rose gemessen worden, die zweite beschrieb
 Breithaupt¹⁾ als ein Mineral, welches er Plakodin nannte,
 scheint aber Krystalle untersucht zu haben, an denen die
 Octaëderflächen nicht vollzählig vorhanden waren.

Fig. 4 Taf. VIII Krystall nach G. Rose; Fig. 5 nach
 Breithaupt.

Bezeichnung nach
 Breithaupt

$$M, h = o = a : a : c$$

$$f, n = o^3 = a : a : \frac{1}{2}c$$

$$e = o^3 = a : a : \frac{1}{2}c$$

$$b = c = c : \infty a : \infty a$$

Nimmt man den Seitenkantenwinkel (2C) von $o^3 = 90^\circ 40'$
 (Breithaupt fand $93^\circ 30'$ und $50'$), so erhält man

$$a : c = 0,884 : 1$$

$$= 1 : 1,131$$

$$(1 : 1,124 \text{ G. Rose})$$

1) Diese Ann. Bd. 53, S. 631.

	Berechnet	Beobachtet	
		Breithaupt	G. Rose
α	$2A = 106^\circ 20'$		$106^\circ 28'$
	$2C = 115 \ 56$		
α^\dagger	$2A = 117 \ 54$		
	$2C =$	$*93^\circ 40'$	
α^\ddagger	$2A = 100 \ 24$		
	$2C = 129 \ 42$		
	$c:\alpha^\ddagger = 133 \ 10$	133 28	
	$c:q = 122 \ 2$	122 6	
		(120 5)	
	$\rho:\rho^\ddagger = 115 \ 9$	115 4	

3. Zweigliedrige.

Hierher gehört das Arsennickel $Ni As^2$ (Weissnickelkies Breithaupt)¹⁾, dessen spec. Gew. = 7,1 ist, von Schneeberg und Riechelsdorf (während die reguläre Form, Breithaupt's Chloanthit, nur 6,5 wiegt). Ferner das Arseneisen, $Fe As^2$. Sodann die Antimon- und Wismuthspeise $Nq. 15$, $Cu (Sb, Bi)^2$. Ihre kleinen Krystalle sind rhombische Prismen p , mit einer auf die scharfen Kanten aufgesetzten Zuschärfung q . Nimmt man $p = a:b:c$, $q = b:c:a$, so ist:

	Ber.	Beob.	$Fe As^2$	$Ni As^2$
$p:p$ an $a =$		$*119^\circ 4'$	$122^\circ 26'$	124° Brth.
• $b =$	$60^\circ 56'$		(Mohs)	
$q:q$ an $c =$		$*82 \ 30$	$82 \ 20$	
• $b =$	$97 \ 30$			
$p:q =$	$112 \ 24$	112 ungef.		

Die von Miller beschriebene Speise, $(Ni, Cu) Bi^2$, die Legierungen $Zn Sb^2$ bis $Zn^2 Sb$, nach den Messungen von Cooke und von mir²⁾, so wie das Antimonsilber $Ag^2 Sb$ und $Ag^2 Sb$ gehören unstreitig hierher.

4. Sechsgliedrige.

	Rothnickelkies,	$Ni As$
	Antimonnickel,	$Ni Sb$,
sind	sechsgliedrig gleich	$Cu Sn^2$.

1) Diese Ann. Bd. 64, S. 184.

2) Zeitschr. d. geol. Gesellschaft Bd. 16, S. 818.

VII. *Ueber eine neue Modification des Kobell'schen Stauroskops und des Nörremberg'schen Polarisationsmikroskops;*
von Aristides Brexina in Wien.

I. Das Verfahren mittelst eines sogenannten Stauroskops die optischen Hauptschnittsebenen in einem jeden beliebigen Krystall zu bestimmen, wurde zuerst von Kobell (Münchener gel. Anz. 1855) genauer erörtert und darauf bezügliche Versuche angegeben, nachdem schon früher Dove ein ähnliches Verfahren angewendet hatte. Das zu Grunde liegende Princip ist in Kürze folgendes. Leitet man polarisirtes Licht durch einen optisch zweiaxigen Krystall, und hierauf durch eine Lamelle von einem einaxigen Krystall, die zur optischen Axe desselben senkrecht geschnitten ist, und betrachtet man den austretenden Strahl durch einen Zerleger, dessen Polarisationssebene senkrecht zu der des Polarisators steht, so wird im Allgemeinen das von der einaxigen Krystalllamelle herrührende schwarze Kreuz zerstört seyn, außer es fallen die Hauptschnittsebenen im Krystall mit den Polarisationssebenen der Nicols zusammen. Zweck des Stauroskops ist nun, den Winkel zwischen einem bekannten Elemente eines Krystalls, einer Kante und einer Hauptschwingungsrichtung in demselben zu ermitteln.

Vor einiger Zeit erhielt nun Hr. Lenoir in Wien einige Exemplare des Kobell'schen Originalstauroskops aus München, und war so freundlich, mir eins derselben zur Ansicht zu übergeben. Bei den ersten Versuchen mit demselben fand ich jedoch, daß das Instrument für den Gebrauch sehr unhandsam ist, und sann daher auf eine Aenderung desselben, durch welche diese Mängel beseitigt werden könnten. Bevor ich jedoch den hierbei von mir befolgten Weg erörtere, soll eine kurze Betrachtung der Einrichtung des Instrumentes, wie es mir vorlag, die Mängel

desselben darthun, und dann werde ich zeigen, wie ich dieselben zu beseitigen suchte.

Das Kobell'sche Stauroskop (Fig. 17 Taf. VIII) besteht aus 5 Theilen: dem schwarzen Spiegel *A* als Polarisator, der in das Stativ eingelassen ist, ferner dem Krystallträger *B*, welcher in die Röhre *C* eingeschoben und beim Gebrauche mit dieser zugleich gedreht wird; die Röhre *C* ist an ihrem unteren Ende mit einem Wulst *a* versehen, welcher an einer Stelle unterbrochen ist, um einen entsprechend großen Zapfen *c* des Krystallträgers *B* aufzunehmen, und so zu bewirken, daß *B* stets die nämliche Stellung gegen *C* einnehme; ferner trägt *C* einen in Grade getheilten Halbkreis *dc* und ist in dem Stücke *D*, welches den Nonius *f* trägt, drehbar. Der Nonius gestattet eine Ablesung von 6 Minuten. *D* ist an seinem obern Ende durch eine in der Mitte durchbrochene Scheibe *gh* geschlossen und ebendasselbst mit einem Schraubengang versehen. Dieser Schraubengang paßt in die Schraubenmutter des Deckels *E*; die zur optischen Axe senkrecht geschnittene Kalkspathplatte *i* wird auf die Deckplatte von *D* gelegt und durch den aufgeschraubten Theil *E* festgehalten. *E* geht am obern Ende in eine Röhre aus, welche den analysirenden Nicol *k* trägt.

Beim Gebrauche wird nun der zu untersuchende Krystall auf die mit parallelen Linien versehene obere Platte des Krystallträgers *B* parallel einer der Linien dieser Platte aufgeklebt. Hierauf wird der Theil *B* in *C* hineingeschoben, bis zum Erscheinen des schwarzen Kreuzes gedreht und am Theilkreis abgelesen; dann der Theil *B* herausgenommen, die Platte sammt Krystall umgedreht und wieder abgelesen.

Bei dieser Manipulation wird nun der Krystall fast stets auf der ihn tragenden Platte aus seiner Stellung gebracht, und dadurch der angestrebte Zweck, die Orientirung der Hauptschwingungsrichtungen zur gegebenen Kante, vereitelt, abgesehen von der Unbequemlichkeit, die ein solches fortwährendes Aus- und Einschieben des Theiles *B* mit sich bringt.

Um diese Uebelstände zu beseitigen, habe ich daher dem Instrumente nachfolgende Einrichtung gegeben.

An einem Stativ (Fig. 18) sind zwei Theile *A* und *B* mittelst Klemmschrauben befestigt. Der untere Theil *A* besteht aus einem cylindrischen Messingrohr von 53^{mm} Länge und 34^{mm} Durchmesser. Von unten läßt sich in dieses Rohr ein Einsatz mit einer Sammellinse *a* von 120^{mm} Brennweite und mit dem polarisirenden Nicol *b* eingeschoben. 6^{mm} unterhalb des oberen Randes der Röhre *B* ist ein in Grade getheilter Neusilberkreis *ef* von 77^{mm} Durchmesser fix angebracht. Auf den über den Theilkreis hervorragenden Theil von *B*, nämlich *gh*, paßt ein Ring *ik*, mit einem Nonius *c*, der eine Ablesung bis auf 4 Minuten ermöglicht. Dieser Ring *ik* trägt nach einwärts 2^{mm} unter seinem oberen, eingekerbten Rande einen Kranz *n*, mit einem Zapfen *o*; durch den Zapfen, dem ein gleich großes Loch am Rande der durchbrochenen Platte *lm* entspricht, so wie durch den hervorstehenden Rand von *ik* wird *lm* festgehalten.

Der obere Theil *B* besteht ebenfalls aus einem cylindrischen Messingrohr von 53^{mm} Länge und 34^{mm} Durchmesser, in welchen 2 Einsätze gesteckt werden; der untere, durch eine durchbrochene Platte geschlossen, trägt die zur optischen Axe senkrecht geschnittene Kalkspathlamelle *e*, der obere Einsatz enthält den analysirenden Nicol.

In dieser Form bietet das Instrument viel mehr Bequemlichkeit dar, indem man beim Versuche keinen der Theile *A* und *B* aus seiner Lage zu bringen braucht, sondern einfach den Krystall parallel einer der Linien auf *lm* aufklebt, hierauf Ring sammt Platte auf *gh* setzt und nach einer Drehung bis zum Eintreten des schwarzen Kreuzes abliest. Dann wird die Platte *lm* abgenommen, ohne den Krystall in seiner Stellung zur Platte zu verändern, umgekehrt, und hierauf wieder abgelesen. Das Mittel beider Ablesungen giebt unmittelbar den gesuchten Werth des Winkels zwischen der Krystallkante und einer der Hauptschwingungsrichtungen.

NB. Die hierhergehörigen Figuren 17 und 18 Taf. VIII sind in halber natürlicher Gröſſe ausgeführt.

II. Das Polarisationsmikroskop, welches ich verwende, ist im Wesentlichen nach dem Principe von Nörremberg gearbeitet. Es hatte schon Grailich ein ähnliches Instrument angegeben, und Hr. Lenoir hieselbst eines nach Grailich's Angabe auch ausgeführt; doch überzeugte ich mich, daß das Gesichtsfeld in demselben keineswegs 130° umfaßt, wie angegeben wurde, sondern kaum 80° , indem schon die Axen des Struvit ($[AB] = 60^\circ 30'$) nahe am Rande des Gesichtsfeldes austreten. Das von Descloizeaux verwendete Polarisationsmikroskop nach Amici gestattet nicht, Zerleger und Polarisator gleichzeitig zu drehen, ein Nachtheil, der weiter unten seine Begründung finden wird.

Bei der von mir angewendeten Modification des Nörremberg'schen Polarisationsmikroskopes fallen nun gerade noch die beiden Axenbündel einer zur Bisectrix senkrecht geschnittenen Prehnitplatte ins Gesichtsfeld. Eine Messung des scheinbaren Axenwinkels an dieser Platte ergab mir $128^\circ 30'$ bis 129° (nach Descloizeaux, *Manuel de min.* $122^\circ 59'$ bis $129^\circ 9'$). Es zeigt daher dieses Instrument die beiden Axen der häufiger vorkommenden Substanzen mit großem Axenwinkel, wie z. B. Citronensäure ($[AB] = 110^\circ$), brasilianischer Topas ($[AB] = 118$ bis 120°), apfelsaurer Kalk ($[AB] = 106^\circ 30'$) schon innerhalb des blauen Saumes des Gesichtsfeldes und giebt daher ein sehr reines Bild.

Die Einrichtung dieses Instrumentes ist folgende:

Auf einem Stativ (Fig. 19 Taf. VIII)¹⁾ sind mittelst Klemmschrauben drei Ringe befestigt, welche fünf andern Theilen als Stütze dienen. Die einzelnen Theile sind, wenn wir vom untersten beginnen:

1) Der Theil I, ein Messingring — Länge 37^{mm} , Durchmesser $34,5^{\text{mm}}$ — mittelst des Armes a und einer Klemmschraube am Stativ befestigt.

1) Die zugehörige Fig. 19 Taf. VIII, ist wie die beiden früher erwähnten Figuren, in der Hälfte der natürlichen Gröſſe ausgeführt.

2) Der Theil H, ein Messingrohr *bc*, 83^{mm} lang, welches genau in den Ring I paßt. Auf dieses Rohr ist ein 30,5^{mm} langer Messingreif *de* aufgelöthet, der 32^{mm} vom untern, 20,5^{mm} vom obern Ende des Rohres *bc* entfernt ist. Von unten wird in *bc* ein Einsatz mit der Sammellinse *f* (120^{mm} Brennweite) und mit dem polarisirenden Nicol *g* eingeschoben.

Von oben wird in das Rohr *bc* eine zweite Sammellinse *h* von 40^{mm} Brennweite eingeschraubt.

Am Ring *de* ist ein horizontal abstehender Arm *ik* angelöthet, welcher nach oben rechtwinklig abgebogen ist, und die Röhre *kl* bildet. In diese Röhre paßt der Stab *mn*, welcher durch die Klemmschraube *o* in *kl* festgehalten wird, oben wieder rechtwinklig abgebogen ist und die Hülse *pq* trägt, in welche ein Einsatz mit dem analysirenden Nicol *r* eingeschoben wird. ¹⁾

3) Der Theil III ist ein Ring von denselben Dimensionen wie I; er wird bis zum Ring *de* auf den Einsatz II geschoben.

4) Die wichtigsten Theile des Apparates sind die vollkommen gleichen Einsätze IV und VI. Sie haben folgende Einrichtung:

Ein Messingring *rs* von 27^{mm} Länge und 34,5^{mm} Durchmesser; auf diesen Ring ist, 14^{mm} von seinem oberen Ende entfernt, ein zweiter 6,5^{mm} langer Ring *tu* aufgelöthet. In den Theil IV. werden zwei Einsätze eingeschraubt, von unten ein Einsatz mit der Sammellinse *v* (45^{mm} Brennweite), von oben ein 13^{mm} langer Einsatz, welcher die planconvexe

- 1) Durch diese Einrichtung ist man im Stande, immer beide Nicols zugleich zu drehen, während die zu untersuchende Krystalllamelle selbst ihre Stellung nicht verändert. Es ist diese gleichzeitige Bewegung der Nicols keineswegs durch die Drehung des den Krystall tragenden Theiles IV zu ersetzen, indem bei letzterem Verfahren sowohl die Axenpunkte längs der Peripherie des Gesichtsfeldes sich bewegen, was eine genaue Beobachtung der Lemoiscaten und Hyperbeln stört, als auch der Theil des Krystalls, den man eben prüfen will, bei nur etwas ungenauer Centrirung aus dem Mittelpunkt des Gesichtsfeldes hinausgerückt wird.

Linse w (von 20^{mm} Brennweite) trägt, und am untern Ende mit einer Schraubenmutter versehen ist. In diese Schraubenmutter paßt der Schraubengang des Theiles x , so daß man die planconvexe Linse x , die eine Brennweite von 25^{mm} besitzt, der Linse w nähern oder von ihr entfernen kann. w und x sind so gestellt, daß ihre Planseiten nach aufwärts gekehrt sind. Der Abstand dieser Planseiten von einander beträgt 8^{mm} .

5) Ein einfacher Messingring von $33,5^{\text{mm}}$ Länge; er wird bis zum Reifen tu auf den Einsatz IV geschoben.

6) Der Theil VI ist, wie schon erwähnt, dem Einsatz IV vollkommen gleich; er wird in den Ring V geschoben und zwar mit den Planseiten der Linsen nach abwärts, so daß seine Stellung der von No. IV gerade entgegengesetzt ist.

7) Ein 45^{mm} langer Ring mittelst des Armes y und einer Klemmschraube am Stativ befestigt; er wird bis zum Ring $t'u$ auf den Theil VI geschoben.

8) Ein 80^{mm} langer Ring, dessen oberer $46,5^{\text{mm}}$ langer Theil von einem aufgelötheten 2ten Ring $\alpha\beta$ umschlossen ist. Von oben wird eine Sammellinse j von 120^{mm} Brennweite eingeschraubt. Der Theil VIII wird bis zum Ring $\alpha\beta$ in den Theil VII hineingesteckt. Beim Gebrauche werden die Nicols gekreuzt, dann die Theile V, VI, VII und VIII abgehoben, die Krystallplatte auf den Einsatz IV gelegt und die übrigen Theile wieder aufgesetzt. Man nähert den oberen Linsensatz der Platte bis zu einer Distanz von ungefähr 1^{mm} bis 2^{mm} . Damit man bei Platten, die entweder selbst über 30^{mm} im Durchmesser, oder eine solche Fassung haben, den Theil V weglassen kann, muß der Einsatz VI genau in VII hineinpassen, weil sonst die optischen Axen des untern und obern Linsensatzes nicht zusammenfallen würden.

In der vorliegenden Form eignet sich das Instrument nicht bloß zur Untersuchung der Körper in Luft, sondern er kann auch sehr leicht zum Messen des Axenwinkels in Oel verwendet werden, indem man die Theile VI, VII, VIII nebst dem analysirenden Nicol in den von Grailich

construirten Apparat zum Messen des Axenwinkels einführt. Es wird zu dem Zwecke blofs statt des Theiles VII ein ganz gleicher Ring, aber ohne Arm, angesteckt.

Ich bemerke nur noch, dafs die beiden angeführten Instrumente, Stauroskop und Polarisationsmikroskop, in ihrer vorliegenden Form bei Hrn. Lenoir in Wien in eleganter Messingausführung zu haben sind, und zwar das Stauroskop complet zu 20 Thalern, das Polarisationsmikroskop ebenso zu 35 Thalern.

VIII. Ueber die Schwingungsbewegungen, welche die vereinte Wirkung des Magnetismus und der discontinuirlichen Ströme in leitenden Körpern hervorruft; von A. de la Rive.

(Arch. de sciences phys. T. XXV (1866) p. 311).

In einer 1847 in d. *Philosoph. Transact.* und den *Archives d. sciences physiques* (T. IV p. 345)¹⁾ veröffentlichten Abhandlung habe ich die Thatsache niedergelegt, dafs Metallstäbe von jeglichen Dimensionen, zwischen die Pole eines starken Elektromagnets gelegt, einen sehr entschiedenen Ton geben, sobald sie von einem discontinuirlichen Strom durchflossen werden. Dieser Ton hat grofse Aehnlichkeit mit dem, welchen ein Eisenstab giebt, durch welchen man einen discontinuirlichen Strom leitet; nur ist im letzteren Fall nicht nöthig, den Leiter, welcher den Strom durchläfst, der magnetischen Wirkung zu unterwerfen, um einen Ton zu geben; während bei Leitern, die nicht magnetisirbar sind, diese Bedingung unumgänglich ist. Mit einem Wort: alle leitenden Körper erlangen unter Einflufs eines Magnets die Eigenschaft, welche das Eisen

¹⁾ Auszugsweise in den Ann. Bd. 65, S. 637. P.

und die anderen magnetisirbaren Metalle schon von Natur besitzen, daß sie beim Durchgange discontinuirlicher Ströme einen Ton geben.

Das war der Schluss, zu welchem ich in der erwähnten Arbeit gelangte. Neuerlich durch eine Untersuchung ganz anderer Art darauf geführt, mich wieder mit diesem Gegenstande zu beschäftigen, fragte ich mich, ob nicht meine früheren Versuche eine andere Erklärung zuließen, als ich damals gab. Mit anderen Worten: Könnte man nicht den unter angegebenen Umständen auftretenden Ton dadurch erklären, daß man ihn einfach der anziehenden und abstossenden Wirkung des Magnets auf den stromleitenden Körper zuschriebe. Diese, wegen der Discontinuität des Stromes intermittirende Wirkung muß in diesem Körper tonerregende Schwingungen hervorrufen. Diese Schwingungen sind vollkommen sichtbar in mehr oder weniger frei beweglichen Metalldrähten und in mit Seide besponnenen oder zu Schraubenlinien von nicht zu dichten Gängen aufgerollten Drähten.

Jedoch hat ein tieferes Studium der Aufgabe mir gezeigt, daß man die Ursache des Phänomens nicht in einer solchen Wirkungsweise zu suchen habe. Ich will kurz die Versuche anführen, welche mich veranlassen, auf meiner früheren Meinung zu beharren, nämlich daß es sich um einen rein molecularen Effect handelt.

Ich will nicht auf der Thatsache bestehen, daß Stäbe von verschiedenen Metallen (Kupfer, Zink, Zinn, Blei, Wismuth und Antimon) unter den geeigneten Bedingungen einen Ton geben, auch wenn sie einen, zwei und selbst drei Centimeter dick sind. Es ist schwierig anzunehmen, daß die magnetische Anziehung oder Abstossung bei Stäben von dieser Stärke merkliche Entstellungen und dadurch Schwingungen hervorzurufen vermöchten. Der Ton ändert übrigens seinen Charakter nicht mit der Dicke des Stabes, sondern ist nur etwas mehr oder weniger intensiv.

Flüssige Leiter zeigen dasselbe Phänomen wie starre

Stäbe; das hatte ich schon bemerkt, als ich mit Glasröhren operirte, die mit sauren oder salzigen Lösungen oder mit Quecksilber gefüllt waren. Allein da man glauben könnte, daß der Ton von den als Rheophor zur Einführung des discontinuirlichen Stromes dienenden Metalldrähten herührte, so richtete ich den Versuch mit dem Quecksilber so ein, daß er gegen diese Fehlerquelle ganz geschützt war. Zu dem Zweck füllte ich ein 10 Meter langes Kautschukrohr mit Quecksilber und tauchte jedes seiner Enden in eine ebenfalls mit Quecksilber gefüllte Flasche. Die Durchleitung des Stromes durch die flüssige Säule geschah mittelst des Quecksilbers der Flaschen, in deren jede ein Rheophor tauchte, der solchergestalt mehr als 5 Meter von den Polen des Elektromagnets entfernt war, auf welchem der mittlere Theil des Kautschukrohres lag. Allein der Ton, welchen der mittlere, der Wirkung des Magnets ausgesetzte Theil der Quecksilbersäule gab, war genau derselbe wie bei den Versuchen, bei welchen das Quecksilber bloß in einem kleinen Troge oder in einer Glasröhre an den Pol des Elektromagnets gebracht war. Nur dieser Theil gab also einen Ton; das Uebrige, welches außerhalb des magnetischen Einflusses war, gab keinen.

Ich habe auch sehr feingepulverte Metalle (Kupfer, Zink, Wismuth und Antimon) in Glasröhren von einem Centimeter Durchmesser eingerüttelt und dem intermittirenden Strom ausgesetzt; unter dem Einfluß des Magnets war der Ton derselbe, wie bei den soliden Stäben.

Platindrähte, so fein, daß sie beim Durchlaß des intermittirenden Stromes glühend wurden, und Goldblättchen, geklebt auf eine Glasplatte, gaben, obwohl in einem minderen Stärkegrade, denselben Ton.

Endlich hing ich einen ringförmigen Wismuthstab von einem Centimeter Durchmesser an einem sehr feinen Seidenfaden auf und näherte ihn dem Pole eines Elektromagnets. Sowie ich den discontinuirlichen Strom durchsandte, erhielt ich einen sehr deutlichen Ton; zwar gerieth der Stab in eine Oscillationsbewegung, allein diese, die keinen

Ton
nere
nere
chan
bess
tors
mitt
Rhe
selb
tenz
glei
(30
den
glei
aufg
bloß
nets
jede
roh
wir
jede
ein
gab
Ton
Nat
vor
inn
stal
unc
Rhe
fall
je
ode
we

Ton erzeugen konnte, war ganz verschieden von der inneren Vibrationsbewegung.

Obwohl überzeugt, daß das Phänomen von einer inneren Molecularwirkung und nicht von einer äußeren mechanischen Wirkung abhänge, suchte ich doch es etwas besser zu analysiren.

Statt des von mir angewandten Quecksilbercommutators, der mir mittelst eines Uhrwerks die Zahl der Intermittenzen in einer gegebenen Zeit anzeigte, nahm ich einen Rheotom mit gezahntem Rade, mittelst dessen sich in derselben Zeit eine sehr verschiedene Anzahl von Intermittenzen erhalten liefs. Dann brachte ich zwei Stäbe von gleichem Durchmesser (1 Centim.) und gleicher Länge (30 Centim.), aber verschiedener Natur, hintereinander in denselben intermittirenden Strom, so daß sie von ihm gleichzeitig durchflossen werden mußten. Sie waren so aufgestellt, daß nach Erforderniß entweder ein jeder oder bloß einer derselben auf einen der Pole des Elektromagnets gelegt werden konnte. Um besser den Ton eines jeden Stabes zu erkennen, hatte ich mich mit einem Hörrohr versehen, wie es in der medicinischen Praxis benutzt wird, und setzte das freie Ende desselben successive auf jeden der Leiter oder auf Theile desselben.

Zu diesem Versuche nahm ich zunächst zwei Stäbe, einen von Eisen und den andern von Kupfer. Der erstere gab ohne allen magnetischen Einfluß einen sehr deutlichen Ton, der durch diesen zwar verstärkt, aber nicht in seiner Natur geändert wurde: Beweis, daß diese beiden Töne von der nämlichen Ursache herkommen, welche nur eine innere Molecularwirkung seyn kann. Der Ton des Kupferstabes war etwas verschieden von dem des Eisenstabes und beide Töne waren ganz ähnlich dem, welchen das als Rheotom dienende gezahnte Rad gab; dieser bestand ebenfalls aus einer Reihe kleiner Metallschläge, die einander, je nach der Schnelligkeit der Umdrehung des Rades, mehr oder weniger rasch folgten, und daher einen mehr oder weniger hohen Ton erzeugten. Dieser Ton wurde, wenn

die Intermittenzen sehr rasch auf einander folgten, dem ähnlich, welchen die Antennen der Insecten hervorbringen. Die Identität der Töne des Rades mit denen der Stäbe war so groß, daß ich anfangs glaubte, nicht den Ton des Stabes, sondern den des Rades zu hören. Allein abgesehen davon, daß die Entfernung, in welcher sich das Rad befand (es war in einem anderen Zimmer und in einem anderen Stockwerk des Hauses aufgestellt) einen solchen Schluß nicht erlaubte, war die Thatsache, daß der Ton verschwand, wenn die Magnetisirung unterbrochen ward, das Rad aber fortdauernd rotirte, ein unwiderleglicher Beweis, daß der Ton seinen Sitz in dem Metallstabe hatte.

Als ich den Eisenstab durch einen Bleistab ersetzte, erhielt ich einen Ton von gleicher Natur mit dem, welchen unter denselben elektrischen Bedingungen der Kupferstab gab; nur schien er mir, wenn nicht schwächer, wenigstens tiefer zu seyn. Dasselbe Resultat erhielt ich mit einem Wismuthstabe, während mir ein Zinkstab einen Ton gab, der mehr dem des Kupferstabes ähnlich war. Im Allgemeinen scheinen die Töne, welche Stäbe von gleichem Durchmesser und gleicher Länge geben, nach der Natur des Metalls verschieden zu seyn. Scheint das nicht darauf hinzudeuten, daß bei der Entstehung des uns beschäftigenden Phänomens die Molecularconstitution des Körpers eine wichtige Rolle spiele?

Um weiter einzudringen in den Vorgang dieses Phänomens, studirte ich es an sehr feinen leitenden Pulvern, die auf wohl polirten und recht trocknen Glasplatten ausgebreitet und mittelst zwei auf das Glas geklebter Kupfer- oder Platinstreifen in die Kette gebracht waren; diese Streifen hatten einen Abstand von 15 Centim., welcher folglich die Länge der Pulverschicht bei dem Versuch repräsentirte. Wegen des großen Widerstandes, welchen sehr zertheilte Körper dem Durchgang der Elektricität entgegenzusetzen, mußte ich zur Erzeugung des intermittirenden Stromes einen Ruhmkorff'schen Apparat anwenden, dessen Entladungen durch eine Schicht verdünnter Luft ging, um den einen

der
stän
Aug
mag
eine
Elek
dann
Mit
Met
zwis
klein
wo
sieh
dünn
I
dess
wor
gan
am
reich
Gla
stat
der
Hä
auf
Im
ver
Str
Au
mar
ruh
Hä
sin
1)

der Inductionsströme auszuschließen und nur einen beständig in derselben Richtung zu haben¹⁾. Im ersten Augenblick der Durchlassung des Stromes und ehe die magnetische Wirkung stattfindet, sieht man in dem Pulver eine markirte Agitation, die mir wesentlich von statischer Elektricität herzuführen scheint, aber detsungeachtet selbst dann andauert, wenn die Entladung regelmäsig durchgeht. Mit sehr feinem Pulver von Kupfer, Zink und anderen Metallen sieht man sogar das Pulver auf der Glasplatte zwischen den als Elektroden dienenden Metallstreifen in kleine Gruppen zerfallen, getrennt durch Zwischenräume, wo keine Spur von Metall bleibt, so dafs es analog aussieht, wie die Schichtung des elektrischen Lichts in verdünnten Gasen.

In dem Moment der Erregung des Elektromagnets, auf dessen Pol die Glasplatte mit dem leitenden Pulver gelegt worden ist, ändert sich die Form ganz und gar, indem die ganze Masse in ein sehr entschiedenes Zittern geräth.

Sehr feines Pulver von Coaks läfst diese Bewegungen am besten beobachten. Man mufs dafür sorgen, eine hinreichend dicke Schicht zwischen den Elektroden auf der Glasplatte anzubringen, damit unter dem Einflufs der statischen Elektricität nicht die erwähnten Unterbrechungen der Continuität eintreten. Man macht vom Pulver ein Häufchen in Gestalt eines dreiseitigen Prismas, dessen Basis auf der Glasplatte ruht und dessen Kante nach oben ist. Im Moment, da man durch dieses Häufchen den durch eine verdünnte Luftschicht unterbrochenen Ruhmkorff'schen Strom gehen läfst, sieht man in dem Coakspulver eine kleine Aufregung, die aber nur einen Augenblick dauert; sowie man aber den Elektromagnet, auf dessen Pol die Glasplatte ruht, in Thätigkeit setzt, zeigt sich an den Rändern des Häufchens eine sehr deutliche Oscillationsbewegung: es sind gleichsam kleine, aus dem feinsten Coaksstaube ge-

1) Verdünnte Luft läfst aber auch, wenigstens theilweise, den Schliessungsstrom durch, sobald er eine hinlängliche Stärke hat, und kann also nicht zur vollständigen Trennung desselben vom Öffnungsstrom dienen. P.

bildete Wellen, die an beiden Seiten des Häufchens hin und her gehen. Gleichzeitig giebt die ganze Coaksmasse einen deutlichen Ton, der mit der Magnetisirung verschwindet. Ist die Coaksschicht nicht dick und hinreichend compact, so gewahrt man im Dunklen kleine Funken zwischen den Theilchen. In diesem Fall hört man ein sehr deutliches Geräusch, selbst wenn keine magnetische Wirkung stattfindet, aber mit dieser Wirkung wird das Geräusch viel intensiver. Sehr wahrscheinlich giebt es dann keine sichtbaren Funken, weil die Coakstheilchen einander zu nahe sind; jedoch finden zwischen ihnen kleine Entladungen derselben Art statt, welche unter dem Einfluss der Magnetisirung einen Ton geben. Oft geschieht es sogar, dass dieser Einfluss die leuchtenden Entladungen giebt, und dieselben dunkel werden, wenn er aufhört.

Durch das Vorhergehende bin ich demnach zu der Annahme geführt worden, dass im Allgemeinen in allen leitenden Körpern, seyen sie compact oder pulverförmig, starr, flüssig oder gasig, die Fortpflanzung der Elektricität durch moleculare Entladungen geschieht, welche, kleinen Volta'schen Bögen analog, bald leuchtend, bald dunkel sind, je nach der Intensität der Elektricität, der Masse des Körpers und seiner mehr oder weniger grossen Aggregation. Das Glühen eines Metalldrahts beim Durchgang eines Stroms oder einer Entladung wäre nur ein besonderer Fall des allgemeinen Phänomens.

Unter dem Einfluss einer starken äusseren Magnetwirkung verschieben und stellen sich in eigenthümlicher Weise die Theilchen, zwischen welchen die Entladungen stattfinden. Wenn aber die Entladungen oder die Magnetwirkung discontinuirlich sind, so alternirt diese Verschiebung oder Verstellung der Theilchen mit der Rückkehr in ihre natürliche Lage. Und daraus entspringt eine Oscillationsbewegung, welche den in diesem Fall hörbaren Ton giebt.

Ich muss noch bemerken, dass die Entladungen der Ruhmkorff'schen Maschine, wenn sie Metallstäbe unter Wirkung des Magnets durchlaufen, denselben Ton geben,

wie bei ihrem Durchgang durch die nämlichen Metalle in Pulverform, vorausgesetzt immer, daß man zur Ausschließung des einen Inductionstroms eine verdünnte Luftschicht in die Kette eingeschaltet hat. Diese Luftschicht darf indess nicht zu verdünnt seyn, weil sonst der Ton viel weniger deutlich ist; ein Vacuum von 5 bis 6 Millim. ist hinreichend. Dies beweist klar, daß der Ton aus Entladungen zwischen den Theilchen entspringt. Fügen wir noch hinzu, daß man mit den Strömen der Ruhmkorff'schen Maschine schon vor der Magnetisirung einen Ton vernimmt, wenigstens in vielen Fällen, und daß die Magnetisirung ihn nur verstärkt. In diesem Fall, wie in dem vorhergehenden, variirt die Intensität und die Natur des Tons mit der Natur der angewandten Metalle. Es scheint, daß diejenigen die deutlichsten Töne gaben, deren Molecüle am abständigsten sind oder die eine krystallinische Structur haben, wie Antimon oder Wismuth. Die Ströme des Ruhmkorff'schen Apparates verdienen bei diesen Versuchen den Vorzug, nicht allein, wenn der Körper pulverförmig ist, sondern auch, wenn er sehr kleine Dimensionen besitzt, z. B. als sehr feiner Draht oder sehr dünne Blättchen angewandt wird.

IX. Ueber die Einwirkung des Chlorjods auf Schwefelkohlenstoff und über die dabei entstehenden Producte; von Rudolph Weber.

Der Schwefelkohlenstoff, welcher bekanntlich mehrere flüchtige Chlorverbindungen, z. B. Chlorphosphor, Chlorzinn, unzersetzt auflöst, zerlegt sich in Berührung mit dreifach Chlorjod. Trägt man Chlorjod in Schwefelkohlenstoff ein, so erfolgt eine sehr heftige Reaction und es bildet sich unter lebhafter Wärmeentwicklung eine tief braun gefärbte,

sehr unangenehm riechende Flüssigkeit, in welcher Chlorschwefel, flüssiger Chlorkohlenstoff und ein krystallisirbarer, Chlorjod und Chlorschwefel enthaltender Körper sich befinden.

Das Chlorjod zersetzt hiernach unter Abgabe von Chlor den Schwefelkohlenstoff leicht, und zwar schon bei gewöhnlicher Temperatur. Das freie Chlor wirkt unter Erzeugung von Chlorkohlenstoff und Chlorschwefel bekanntlich auf diesen Körper erst in der Rothglühhitze ein; es bilden sich, wie Kolbe¹⁾ gezeigt hat, letztere Produkte, wenn man Chlor- und Schwefelkohlenstoffdampf durch ein glühendes Rohr leitet. Das Chlorjod wirkt also in diesem Falle energischer als das freie Chlor, und die Uebertragung des an das Jod gebundenen Chlors an die Elemente des Schwefelkohlenstoffs erfolgt schon unter Umständen, unter denen freies Chlor noch keine Einwirkung äußert.

Das Chlorjod verhält sich gegen den Schwefelkohlenstoff ähnlich wie das fünffache Chlorantimon. Letzteres giebt, wie A. W. Hofmann gezeigt hat, beim Vermischen mit Schwefelkohlenstoff Chlor an dessen Elemente sehr leicht ab und kann als ein Hilfsmittel zur Bereitung des flüssigen Chlorkohlenstoffs mit Vortheil benutzt werden.

Die erwähnte Reaction erfolgt nicht nur, wenn man festes dreifach Chlorjod in Schwefelkohlenstoff einträgt, sondern auch, wenn man auf Jod, welches in Schwefelkohlenstoff gelöst ist, Chlorgas einwirken läßt. Das Chlor wird unter Erwärmung von dem jodhaltigen Schwefelkohlenstoffe rasch und vollständig absorbirt. Die tief violettrothe Flüssigkeit verändert bald ihre Farbe; die Lösung nimmt einen dunkelbraunen Farbenton an. Da die zur Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs erforderliche Menge von Chlor sehr erheblich ist, so findet bei dieser Reaction eine beträchtliche Vermehrung des Volumens der Flüssigkeit statt. Die Beendigung der Reaction bemerkt man daran, daß die Wärmeentwicklung nachläßt und die Flüssigkeit eine weinrothe Färbung zeigt. Aus der erkaltenden Lösung sondern

1) Ann. d. Chem. u. Pharm. Bd. 45, S. 41.

sich dann reichlich prismatische Krystalle ab, welche leicht das Zuleitungsrohr verstopfen. Man erhält sie groß und schön ausgebildet, wenn man die warme Flüssigkeit nach Beendigung der Reaction recht langsam erkalten läßt.

Die von den erwähnten Krystallen abgeessene Flüssigkeit besteht im Wesentlichen aus einem Gemische von Chlorschwefel und Chlorkohlenstoff. Der größte Theil des Jods steckt in der krystallisirten Substanz, welche in dem erkalteten Gemische der genannten Flüssigkeiten nur schwierig löslich ist. Um den in der Auflösung befindlichen flüssigen Chlorkohlenstoff zu gewinnen, schüttet man dieselbe in kaltes Wasser, befördert die Zerlegung des Chlorschwefels durch Umrühren, ersetzt später das Wasser durch verdünnte Kalilauge und destillirt schliesslich das Produkt mit concentrirter Kalilauge. Man erhält auf diesem Wege, vorausgesetzt, daß die zur Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs erforderliche Menge Chlor zugeführt worden ist, den zweifach Chlorkohlenstoff in reinem Zustande.

Da die Zersetzung des erzeugten Chlorjods sofort stattfindet, das dabei abgeschiedene Jod sogleich wieder Chlor aufnimmt und überträgt, so genügt eine verhältnißmäßig geringe Menge von Jod, um die Zersetzung des Schwefelkohlenstoffs durch Chlor einzuleiten. Das Jod wird nach Beendigung des Processes zum großen Theile als Bestandtheil der erwähnten Krystalle abgesondert. Ist die Menge des Jods indessen zu gering, so geht der Zersetzungsprocess schwierig und langsam vor sich. Mit 4 Grm. Jod wurde die Zersetzung von 35 Grm. Schwefelkohlenstoff herbeigeführt. Dabei sonderten sich am Schlusse der Operation noch reichlich Krystalle aus.

Die Einwirkung des Chlorjods auf Schwefelkohlenstoff findet auch bei Gegenwart von Wasser statt. Bekanntlich löst sich dreifaches Chlorjod leicht in Wasser auf. Die gelbgefärbte Lösung bläuet die Stärke nicht, röthet auch nicht das Chloroform. Schüttelt man diese Lösung im verdünnten Zustande mit Schwefelkohlenstoff, so verschwindet die gelbe Farbe derselben und es nimmt der Schwefelkoh-

lenstoff die bekannte rosa Färbung an, welche freies Jod ihm ertheilt.

Aus den mitgetheilten Versuchen erhellet, daß das an Jod gebundene Chlor auf den Schwefelkohlenstoff energischer als das freie Chlor einwirkt. Das Jod fungirt hier als Ueberträger des Chlors. Dieser Vorgang hat manche Aehnlichkeit mit dem Prozesse der Schwefelsäurebildung. Der freie Sauerstoff verwandelt nur verhältnißmäßig langsam die feuchte schwefelige Säure in Schwefelsäure; dagegen veranlaßt der Sauerstoff, welcher bei der höheren Oxydation des Stickoxydgases von Letzterem aufgenommen wurde, sehr rasch die Bildung von Schwefelsäure. Wie gewisse Sauerstoffverbindungen unter Umständen energischer als freier Sauerstoff oxydirend wirken, so sind, wenn auch in vereinzeltten Fällen, gewisse Chlorverbindungen mehr als das freie Chlor befähigt Zersetzungen herbeizuführen.

Bei der Einwirkung von Chlor auf Jod enthaltenden Schwefelkohlenstoff sondern sich, sobald die Zerlegung des letzteren beendet ist, granatrothe Krystalle aus der erkalten Flüssigkeit ab. Läßt man die Lösung langsam abkühlen, so erhält man dieselben leicht groß und schön ausgebildet. Man gießt die über den Krystallen stehende Flüssigkeit ab, bringt sie, um die anhaftende Mutterlauge zu beseitigen, schnell in ein entsprechend weites, am vorderen Ende ausgespitztes Glasrohr und leitet trockenes Chlorgas so lange darüber, bis die Krystalle nicht mehr an der Glaswandung adhären.

Diese Krystalle sind orangerothe, flächenreiche Prismen. Ihre Farbe ist der des sauren chromsauren Kali's täuschend ähnlich. Sie zerfließen äußerst rasch an der Luft zu einer braunen Flüssigkeit. Eine Messung ließ sich dieses Umstandes wegen nicht ausführen. Mit Wasser zersetzen sie sich unter Zischen und unter Abscheidung von Schwefel. Verdünnte Salpetersäure löst sie klar auf. Erhitzt man sie rasch in einem offenen Glasrohre, so zersetzen sie sich; Chlor, Chlorjod und Chlorschwefel entstehen. In einem

zuge-
stalle
gelbe
Mass
then
Verb

D
Zusan
nem
gewo
Salpe
schlie
dicht
lang
ten
Bary
der
Nied
hand
Wei
spre
Was
Geba
Jod
nach
forde
setzt
wurd
Es a

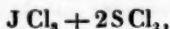
zugeschmolzenen Rohre vorsichtig erhitzt schmelzen die Krystalle zu einer braunen Flüssigkeit. Hierbei sublimirt etwas gelbes Chlorjod. Die nicht zu stark erhitzte, geschmolzene Masse bildet nach einiger Zeit wieder ein Aggregat von rothen Krystallen. Mit Schwefelkohlenstoff zersetzt sich die Verbindung.

Die Krystalle enthalten Chlor, Jod und Schwefel. Ihre Zusammensetzung wurde in folgender Art ermittelt: In einem verstöpselten, tarirten Glasröhrchen wurde die Substanz gewogen, das Röhrchen in eine Flasche, welche verdünnte Salpetersäure enthielt und mit einem Glasstöpsel dicht verschließbar war, gestellt, und durch vorsichtiges Neigen des dicht verschlossenen Glases die Säure mit den Krystallen langsam in Berührung gebracht. Aus der hierbei erzeugten klaren, nachher noch verdünnten Flüssigkeit wurde mit Barytlösung in der Siedhitze die Schwefelsäure gefällt und der noch erheblich mit andern Barytsalzen verunreinigte Niederschlag von Schwefelspath in bekannter Weise behandelt. Aus einer anderen Probe, welche in derselben Weise aufgelöst worden ist, wurde nach Zusatz der entsprechenden Menge von schweflige Säure enthaltendem Wasser das Jod durch Palladiumsolution gefällt. Um den Gehalt an Chlor zu ermitteln, wurde aus neuen Lösungen Jod gemeinschaftlich mit Chlor durch Silbersolution gefällt, nachdem dieselben mit der zur Bindung des Jods eben erforderlichen Menge von wässriger schweflicher Säure versetzt worden sind. Von dem Gewichte des Niederschlages wurde das für das Jodsilber berechnete in Abzug gebracht. Es ergaben sich folgende Werthe:

Substanz	schwefels. Baryt	Schwefel in Proc.
1,303	0,780	8,27 "
1,571	0,970	8,48 "
1,638	0,980	8,04 "
desgl.	Palladium	Jod in Proc.
0,930	0,120	30,97 "
1,332	0,173	31,20 "

Substanz	Chlor- und Jodsilber	Chlor in Proc.
1,192	3,600	60,46
1,206	3,652	60,63
1,125	3,392	60,34

Diese Werthe führen zu der Formel

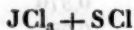


denn die Quanta der Bestandtheile berechnen sich nach derselben folgendermaassen:

Schwefel	7,87
Jod	31,17
Chlor	60,96
	<hr/> 100,00.

Vor einiger Zeit hat Jaillard¹⁾ eine bei Einwirkung von Chlor auf ein Gemenge von 1 Th. Jod und 2 Th. Schwefel erhaltene Verbindung von Chlorjod mit Chlorschwefel beschrieben. Dieselbe bildet nach seiner Beschreibung prismatische, gelbroth gefärbte, äusserst zerfließliche Krystalle.

Jaillard führte die Analyse dieser Substanz in der Art aus, daß er eine gewogene Menge der Verbindung in einer Gaseprouvette mit Kalilauge, welche über Porzellanstücke verbreitet war, zuerst zersetzte, zur Bestimmung des Schwefels die erhaltene Lösung mit Salpeter verdampfte, den Rückstand calcinirte, die Schwefelsäure mit Baryt fällte. Das Jod bestimmte er aus einer anderen, in derselben Weise bereiteten Auflösung der Substanz als Jodpalladium. Der Gehalt an Chlor wurde nicht direct bestimmt. Die Versuchsergebnisse hat Jaillard im Detail nicht mitgetheilt; er giebt nur den nach obigem Verfahren ermittelten Procent-Gehalt an Jod, Schwefel und den als Rest berechneten Chlor-Gehalt der Verbindung an, und leitet aus diesen Zahlen die Formel:



ab. Es ist:

1) *Ann. Chim. et Phys.* 3. ser. T. 59, p. 454. *Compt. rend.* T. 50, p. 149.

	gefunden	nach der Formel berechnet.
Schwefel	4,90	5,63
Jod	42,88	44,54
Chlor	52,25	49,83.

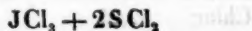
Ich habe die krystallisirte Verbindung, welche nach dem von Jaillard beschriebenen Verfahren entsteht, dargestellt und nach der oben erörterten Methode auf den Gehalt an Schwefel, Chlor und Jod untersucht. Ich bemerke hierüber Folgendes: Wenn man auf ein Gemenge von Jod und Schwefel, in dem in Rede stehenden Gewichtsverhältnisse, sorgfältig getrocknetes Chlor wirken läßt, so zerfließt dasselbe zu einer braunen Flüssigkeit. Aus dieser sondern sich, nachdem die Absorption beendigt ist, beim Erkalten gelbrothe Krystalle aus. Zur Beseitigung der anhaftenden Mutterlauge wurden sie in ein weites, zugespitztes Glasrohr gebracht und trockenes Chlor so lange darüber geleitet, bis sie am Glase nicht mehr adhärirten.

Die auf diesem Wege bereitete krystallisirte Verbindung gleicht im Aeußern völlig der oben beschriebenen. Sie bildet Prismen von der Farbe des sauren chromsauren Kali's. An der Luft zerfließt sie rasch. Die Analyse derselben wurde genau nach der Seite 463 erörterten Methode durchgeführt; es wurden auch hier wieder alle Bestandtheile direkt bestimmt. Die Versuchsergebnisse sind folgende:

Substanz	schwefels. Baryt	Schwefel in Proc.
1,622	0,967	8,22 "
1,585	0,777	8,34 "
1,323	0,800	8,34 "
desgl.	Palladium	Jod in Proc.
1,507	0,196	31,21 "
1,763	0,230	31,30 "
desgl.	Chlor- und Jodsilber	Chlor in Proc.
1,493	4,530	60,96 "
1,388	4,206	60,71 "
1,316	3,967	60,34 "

Dieses Resultat stimmt mit demjenigen überein, welches die Untersuchung der bei Zerlegung des Schwefelkoh-

lenstoffs mittelst Chlor und Jod entstandenen Krystalle ergeben hat. Die Zusammensetzung des Körpers ist also auch durch die Formel:



ausgedrückt.

Diese Zahlen weichen von denen, welche Jaillard mitgetheilt hat, erheblich ab. Ich habe die Substanz nach dem beschriebenen Verfahren mehrmals dargestellt. Die analysirten Proben sind verschiedenen Partien entnommen. Um zu prüfen, ob vielleicht neben der beschriebenen noch eine andere Verbindung besteht, habe ich das Mischungsverhältniß von Jod und Schwefel abgeändert. Es entstand indessen nur der oben beschriebene Körper.

Die Abweichungen beruhen unzweifelhaft nur in der Analyse. Ich habe die Substanz in einem vollkommen geschlossenen kleinen Behälter zersetzt, klar aufgelöst, und dadurch Verlusten vorgebeugt. Alle Bestandtheile sind direkt ermittelt worden. Bei dem von Jaillard eingeschlagenen Wege dürften Verluste schwieriger zu vermeiden seyn.

X. *Ueber einige Reductionsversuche mit Zink; von Dr. C. Stahlschmidt.*

Schönbein hat zuerst nachgewiesen, daß die salpetersauren Salze der Alkalien durch Zink und Kadmium zu salpetrigsauren Salzen reducirt werden. Wenn man nach ihm eine Lösung von salpetersaurem Ammoniak mit einem Zink- oder Kadmiumstäbchen zusammenbringt, so läßt sich nach kurzer Zeit, besonders wenn die Lösung erhitzt wird, durch verdünnte Schwefelsäure und Iodkaliumstärkelösung die Bildung der salpetrigen Säure nachweisen. Die Menge derselben, welche sich gebildet hat, ist jedoch eine sehr geringe, so daß dieser Weg zur Darstellung von salpetrig-

saure
theilt
führt
kali
saure
D
welch
vielfa
schie
züglic
von
dem
König
ein Z
len a

U
mit v
stoffg
und
Zink
schen
befrei
dar, v
kann.

B
saure
stehen
Die M

sauren Salzen ungeeignet, ja unmöglich ist. Im fein vertheilten Zustande jedoch wirkt das Zink rascher ein und führt bei gleichzeitiger Gegenwart von einem löslichen Alkali die salpetersauren Salze fast momentan in salpetrigsaure Salze über.

Der auf jeder Zinkhütte leicht zu habende Zinkstaub, welcher auch an vielen Orten als gemeine Anstrichfarbe vielfach gebraucht wird, eignet sich sehr gut zu den verschiedensten Reductionsversuchen und ist besonders ein vorzügliches Material, um in kurzer Zeit sich reine Lösungen von salpetrigsauren Salzen darzustellen. Nach einer von dem Hrn. Aldendorf im unorganischen Laboratorium der Königl. Gewerbe-Akademie ausgeführten Analyse besteht ein Zinkstaub von dem Radtberger Hüttenwerke in 100 Theilen aus:

Zink	39,99
Blei	2,47
Kadmium	4,09
Zinkoxyd	49,76
Kohlensaurem Zinkoxyd	3,29
Rückstand	0,39
	<hr/>
	99,99

Uebergießt man den Zinkstaub unter Umrühren so lange mit verdünnter Salz- oder Schwefelsäure bis sich Wasserstoffgas entwickelt, so wird der größte Theil des Zinkoxyds und des kohlensauren Zinkoxyds aufgelöst, während das Zink und die übrigen Metalle zurückbleiben. Durch Waschen mit Wasser wird es von den löslichen Verbindungen befreit und stellt dann ein feines, schweres, graues Pulver dar, welches direct zu den Versuchen angewendet werden kann.

Einwirkung des Zinkpulvers auf salpetersaure Salze.

Bringt man zu einer gesättigten Lösung von salpetersaurem Kali Zinkpulver, und läßt das ganze mehrere Tage stehen, so entsteht salpetrigsaures Kali und freies Kali. Die Menge beider ist nur gering und beträgt nur wenig

mehr, als wenn Zinkstäbe angewendet worden wären. Erwärmt man das Zinkpulver mit der Salpetersäure im Wasserbade auf 60° C., so entwickelt sich unter Bildung von Ammoniak und Kali Stickgas und es erzeugt sich salpetrig-saures Kali, dessen Menge wenig mehr als im ersten Falle beträgt. Erhöht man die Temperatur bis zum Kochen, so entweicht viel Stickgas, es bilden sich große Mengen von Ammoniak und Alkali und fast kein salpetrig-saures Salz. Es geht hieraus hervor, daß die Reduction der salpetersauren Salze drei Stadien durchläuft, stets unter Oxydation des Zinks zu Zinkoxyd. Im ersten Stadium wird das salpetersaure Salz zu salpetrig-saurem Salze umgewandelt, dann bildet sich aus diesem, unter vollständiger Reduction der salpetrigen Säure und unter Freiwerden von Stickstoff, Aetzkali; und schließlich tritt in dem dritten Stadium noch von dem entstehenden Wasserstoff zu dem Stickstoff und erzeugt Ammoniak.

Die Ammoniakentwicklung ist bei der kleinsten Menge Salpeter nachzuweisen, und kann bei Gegenwart oder Zusatz von Aetzkali als Erkennungsmittel der salpetersauren Salze in Salzgemengen dienen.

Obgleich nun bei 60° C. in der Salpeterlösung salpetrig-saures Kali entsteht und bei einer Einwirkung von mehreren Stunden die Menge desselben zunimmt, so erkennt man doch sehr bald, daß auch eine weiter gehende Reduction stattfindet, und daß überhaupt eine solche erst dann anfängt energisch von Statten zu gehen, wenn sich Ammoniak in der Lösung gebildet hat. Es läßt sich deshalb annehmen, daß die Bildung der salpetrigen Säure aus den salpetersauren Salzen in wässriger Lösung mit der Temperatur zusammenhängt, und daß erst bei höherer Temperatur eine kräftigere Reduction in Folge der Gegenwart des gebildeten Ammoniaks, dann aber unter gleichzeitiger weitergehenden Reduction erfolgt. Hiernach lag es auf der Hand, die Bildung der salpetrig-sauren Salze bei gewöhnlicher Temperatur auf die Weise zu versuchen, daß man der Lösung des Salpeters noch Ammoniak zusetzte und

dann das Zinkpulver hineinbrachte. Der Versuch hat ergeben, daß unter diesen Verhältnissen die Reduction bei gewöhnlicher Temperatur sehr rasch und unter Temperaturerhöhung von Statten geht, stets unter Bildung von Kali und Stickgas, deren Mengen abhängig sind von der Temperatur der Lösung.

Um nun nach dieser einfachen Methode salpetrigsaure Salze darzustellen, möge hier die Erzeugung des salpetrigsauren Kalis angeführt werden, es ist dann leicht für andere Salze die Methode entsprechend zu modificiren.

Eine bei 30 bis 40° C. gesättigte Lösung von Salpeter wird mit ungefähr $\frac{1}{10}$ des Volums Ammoniak versetzt und zu der in einem Kolben befindlichen Flüssigkeit Zinkpulver in nicht zu großer Menge zugesetzt. Beim ruhigen Stehen erwärmt sich das am Boden befindliche Zinkpulver, weshalb es nöthig ist, durch Umschütteln und Abkühlen des Kolbens, die Temperatur der Flüssigkeit nicht über 50° C. steigen zu lassen. Nach kurzer Zeit bringt man frisches Zink hinzu und verfährt auf gleiche Weise, und wiederholt dieses so lange, bis nur noch geringe Mengen von Salpeter unzersetzt sind. Um dieses zu erfahren, wird eine geringe Menge der Flüssigkeit so lange gekocht, bis alles Ammoniak verflüchtigt und das darin gelöste Zinkoxyd gefällt ist, worauf die von demselben abgegossene klare Lösung mit dem drei- bis 4-fachen Volumen Spritt versetzt wird. Bei Gegenwart von viel Salpeter entsteht ein starker flockig krystallinischer Niederschlag von demselben, im entgegengesetzten Falle nur eine Trübung. Durch Zusatz von Salpetersäure wird unter Freiwerden von salpetriger Säure alsdann in der Flüssigkeit ein Niederschlag von Salpeter gebildet. Versetzt man die heiße Flüssigkeit unmittelbar mit Salpetersäure, so deutet ein starkes Aufbrausen von Stickoxyd ebenfalls die Reduction des Salpeters an.

Wenn nur noch wenig Salpeter unverändert sich vorfindet, so wird die Flüssigkeit vollständig abgekühlt, und nach einiger Zeit, während welcher sich das Zink abgesetzt

hat, dieselben abgossen, und so lange in einem Kolben gekocht, bis alles Ammoniak verflüchtigt ist, worauf sie von dem abgeschiedenen Zinkoxyd abfiltrirt wird. In derselben findet sich nun der Hauptmasse nach salpetrigsaures Kali, mehr oder weniger unzersetzter Salpeter, Zinkoxyd-kali und salpetrigsaures Zink und Kadmiumoxyd, letztere drei Verbindungen jedoch nur in geringen Mengen. Indem man in die kochende Lösung längere Zeit Kohlensäure einleitet, auch wohl gleichzeitig geringe Mengen von kohlen-saurem Kali zusetzt, wird unter Bildung von salpetrigsau-rem Kali und kohlen-saurem Kali oder Zink und Kadmium-oxyd gefällt und die Lösung enthält dann nur noch aufer dem salpetrigsauren Kali, salpetersaures und kohlen-saures Kali. Durch Versetzen derselben mit verdünnter Salpeter-säure wird das kohlen-saure Kali in Salpeter übergeführt und dieser auf dem Wege der Krystallisation von dem sal-petrigsauren Kali getrennt.

Wenn man eine concentrirte Salpeterlösung mit einem Ueberschuß von Salpeter, Ammoniak und viel Zink ver-setzt, so tritt eine so heftige Reaction ein, daß die ganze Masse aus dem Kolben geschleudert wird; die Temperatur steigt dabei bis zum Kochen der Flüssigkeit unter voll-ständiger Reduction des Salpeters zu Kali. Bei Gegen-wart von Kali statt Ammoniak tritt dasselbe ein, unter heftiger Entwicklung von Stickstoff und Ammoniak.

Das metallische Zink verhält sich also bei Gegenwart von Ammoniak oder Kali gegen die salpetersauren und salpetrigsauren Salze, wie das Natriumamalgam, welches nach de Wilde (Ann. der Chemie III. Supl.-Bd. S. 175) die salpetersauren Verbindungen des Kalis und Natrons, unter Bildung von salpetrigsauren Salzen, von Stickoxydul Stickgas und Ammoniak reducirt. Ich habe nicht unter-sucht, ob bei der Reduction mit Zink auch Stickoxydul gebildet werde; möglich ist es, weil die Reduction bei die-sem Proceß bis zu einer Addition des Wasserstoffs zu Ammoniak ebenfalls ausgedehnt wird. Die Aehnlichkeit der Wirkungen beider Körper machen es wahrscheinlich,

dafs das Zink unter den angegebenen Bedingungen das Natriumamalgam in vielen Fällen zu ersetzen im Stande ist, und vielleicht für viele Reductionen, die weniger energisch verlaufen dürfen, statt desselben mit Vorthail in der organischen Chemie angewendet werden kann. Nach Maly (Ann. der Chemie Bd. 135, S. 118) bildet sich, wenn ein Gemenge von Zink und kohlensaurem Zinkoxyd in heifse Kalilauge eingetragen wird, unter Addition des freiwerdenden Wasserstoffs, ameisen-saures Kali. Bei einem Versuche den ich mit Zinkstaub und kohlen-saurem Zinkoxyd angestellt habe, war es mir nicht möglich die Bildung der Ameisensäure nachzuweisen.

Gegen andere unorganische Verbindungen wirkt das Zink auf dieselbe Weise; ein gleiches findet bei organischen salpetersauren Verbindungen z. B. beim salpetersauren Aethyloxyd und wahrscheinlich bei allen Nitroverbindungen statt.

Außer den salpetersauren Verbindungen werden auch noch andere unorganische und organische Körper in alkalischer Flüssigkeit reducirt. Zu den ersteren gehören z. B. die iodsaurer Salze; während diese sofort in Iodmetalle umgewandelt werden, bleiben die chloresaurer Salze selbst beim Erwärmen unverändert. Zu den organischen Verbindungen gehört unter anderen das rothe Blutlaugensalz, welches in gelbes umgewandelt wird, ferner das Indigoblau, welches zu Indigoweifs reducirt wird. Für die Darstellung der kalten Indigoküpe ist der Zinkstaub ein vorzügliches Mittel, indem der Indigo in einer ammoniakalischen Flüssigkeit rasch reducirt wird, und die Zinkküpe vor der Vitriolküpe den Vorthail besitzt, dafs die gefärbten Waaren leichter zu reinigen sind und keine Rostflecke bekommen. Indem man den Indigo mit dem Zinkstaub zusammen in die Mühle bringt, wird das Zerreiben desselben erleichtert; dabei braucht die Vertheilung nicht so weit getrieben zu werden wie gewöhnlich, indem schon Indigo, welcher mit Wasser in eine Reibschale gerieben wurde, sehr bald durch das Zink in Lösung ging.

Verhalten des Zinkstaubes gegen Wasser.

Gegen Wasser verhält sich der Zinkstaub, wie gewöhnliches Zink gegen verdünnte Säure, d. h. in dieser Form ist das Zink befähigt das Wasser bei gewöhnlicher Temperatur zu zersetzen. Selbstverständlich darf hierunter nicht verstanden werden, daß das Zink das Wasser unter lebhafter Gasentwicklung zersetze, sondern die Einwirkung ist nur eine allmähliche, langsame und dadurch eine lange andauernde. Durchschnittlich entwickelt ein Volumen nasser Zinkstaub in 24 Stunden ein Volumen Wasserstoffgas, wobei wohl vorausgesetzt werden darf, daß bei höherer Temperatur eine raschere Zersetzung des Wassers eintritt.

In letzterer Zeit hat Dufour die Dampfkesselexplosionen dadurch zu erklären versucht, daß er ein Ueberhitzen des Wassers annimmt, aus dem sich von Zeit zu Zeit, plötzlich, wie bei Flüssigkeiten, welche beim Kochen stark stoßen, eine große Menge Dampf entwickelt. Das Wasser geht nach Demselben dann leicht in diesen Zustand über, wenn durch Kochen alle Luft aus demselben vertrieben ist, indem dadurch der Anstoß zu einer continuirlichen Dampfentwicklung fortgenommen wird. Bringt man in solche Flüssigkeiten pulverige Körper, oder solche, welche, wie Platinblech, Luft auf der Oberfläche verdichtet enthalten, so findet eine plötzliche überaus heftige Dampfentwicklung statt, welche nach und nach in ein ruhiges Sieden übergeht, so lange dauernd als noch Luft vorhanden ist. Dufour hat deshalb vorgeschlagen in den Dampfkesseln ein Zurtückbleiben des Siedens auf die Weise zu verhindern und ein continuirliches Sieden dadurch hervorzubringen, daß in denselben durch einen schwachen galvanischen Strom eine fortwährende Gasentwicklung hervorgerufen wird.

Einfacher möchte es seyn, die Gasentwicklung durch eine Handvoll Zinkstaub hervorzubringen, welche dann von Zeit zu Zeit erneuert werden müßte.

Zum Schlusse mag hier noch die Einwirkung des Zinkstaubs auf lösliche Schwefelmetalle erwähnt werden. Die

groß
ent
feln
setz
zus
Die
liefe
F

IX.

B
mer
Ver
eig
anl
che
rer
und
ten
kur
gen
farl
Joc
Ph
Flo
füh
fäll
ph

1)
2)
3)

große Menge des Zinkoxyds, welches in dem Zinkstaube enthalten ist, befähigen den letzteren die löslichen Schwefelmetalle auf gleiche Weise wie das Kupferoxyd zu zersetzen. Bringt man z. B. Schwefelbarium mit Zinkstaub zusammen, so bildet sich Schwefelzink und Barythydrat. Diese Methode ist wohlfeiler als die mit Kupferoxyd und liefert gute Resultate.

Berlin, den 10. Mai 1866.

IX. Ueber die Darstellung des festen Phosphorwasserstoffes; von Fr. Rüdorff.

Bei Gelegenheit einiger Versuche mit Phosphorbijodid bemerkte ich die Ausscheidung gelber Flocken, sobald diese Verbindung mit Wasser in Berührung kommt. Durch das eigenthümliche Ansehen dieser Flocken sah ich mich veranlaßt die chemische Natur derselben näher zu untersuchen, obwohl die Bildung dieses Körpers schon von mehreren Chemikern bei derselben Gelegenheit beobachtet ist und stets für Phosphor in fein vertheiltem Zustande gehalten wurde. So beobachtete Gay-Lussac¹⁾, als er sich kurze Zeit nach Entdeckung des Jod mit den Verbindungen desselben mit Phosphor beschäftigte, daß die orangefarbene Verbindung, welche aus 1 Th. Phosphor und 8 Th. Jod erhalten wird, sich mit Wasser unter Entwicklung von Phosphorwasserstoff und Ausscheidung von Phosphor in Flocken zersetzt. Auch Corenwinder²⁾ und Hittorf³⁾ führen die Bildung dieser Flocken an und nach ihnen zerfällt der Jodphosphor mit Wasser in Jodwasserstoff, phosphorige Säure und Phosphor. Nach Hittorf's Untersu-

1) Gilbert Ann. Bd. 49, S. 8.

2) Liebig Ann. d. Chem. Bd. 78, S. 76.

3) Pogg. Ann. Bd. 126, S. 206.

chung werden diese Flocken beim Erwärmen braun und stellen Phosphor in der Schrötter'schen Modifikation dar, während Odling¹⁾ vermuthet, daß dieselben identisch seyen mit einer hellrothen Verbindung, welche Brodie²⁾ durch Auflösen von wenig Jod in geschmolzenem Phosphor und Erhitzen auf 120° erhielt.

Einige Versuche, welche ich mit dem gelben Körper anstellte, ließen mich vermuthen, daß es fester Phosphorwasserstoff sey und die nähere Untersuchung der Eigenschaften und die Analyse bestätigten diese Vermuthung vollständig. Das erforderliche Phosphorbijodid stellte ich durch Auflösen von 6 Grm. Phosphor und 50 Grm. Jod in 100 Cubk. Centim. Schwefelkohlenstoff und Trocknen der Krystalle von dem anhaftenden Schwefelkohlenstoff im Wasserbade unter Ueberleiten von trockenem Leuchtgas dar. Die gelbrothen Krystalle wurden in kochendes Wasser in kleinen Portionen eingetragen, wobei sich unter Entwicklung von nicht selbstentzündlichem Phosphorwasserstoff sofort die gelben bis hell orangegelben Flocken ausscheiden. Wirft man das Phosphorbijodid in kleinen Portionen in kaltes Wasser und verhindert durch beständiges Umrühren eine lokale Erwärmung, so löst sich dasselbe klar auf, es scheiden sich aber nach einiger Zeit dieselben gelben Flocken aus und riecht die Flüssigkeit dann nach Phosphorwasserstoff. Erwärmt man die Flüssigkeit nach erfolgter Auflösung der Krystalle, so wird die Bildung der Verbindung beschleunigt. Die Eigenschaften des aus Phosphorbijodid erhaltenen festen Phosphorwasserstoffes stimmen mit den von Leverrier und P. Thenard³⁾ beschriebenen überein. Derselbe ist in trockener Luft geruchlos, in feuchter nimmt er bald den Geruch nach Phosphorwasserstoff an und reagirt nach einiger Zeit etwas sauer, ohne sein Ansehen und seine Farbe selbst nach einhalbjährigem Liegen an der Luft und im Licht merklich zu ändern.

1) Odling Handbuch der Chemie 1865, S. 301.

2) Chem. Soc. Quart. J. V, p. 289.

3) Annal. de chim. XIV, p. 5.

Was die Ermittlung der Zusammensetzung betrifft, so habe ich mich durch besondere Versuche zunächst davon überzeugt, daß der Körper außer Phosphor und Wasserstoff keine weiteren Elemente, namentlich aber kein Jod enthält. Zur Feststellung der quantitativen Zusammensetzung schien mir das geeignetste und sicherste Mittel, die Bestimmung des Wasserstoffs dem Volumen nach zu seyn. Bei starkem Erhitzen in einem indifferenten Gase zerfällt das gelbe Pulver in Phosphor, Phosphorwasserstoff und Wasserstoff. In ein rechtwinklig gebogenes, oben zugeschmolzenes Glasrohr von schwerschmelzbarem Glase, wie es auch von Magnus ¹⁾ zu ähnlichen Zwecken angewendet wurde, brachte ich eine abgewogene Menge des sorgfältig ausgewaschenen, über Chlorcalcium unter der Glocke der Luftpumpe in Kohlensäure getrockneten Pulvers, füllte das Rohr mit Wasser und brachte durch Klopfen und Neigen das Pulver in das verschlossene Ende des Glasrohrs. Dasselbe wurde mit dem andern Ende in Wasser getaucht, geneigt aufgestellt und soviel Wasserstoff in dasselbe gebracht, daß der fast horizontale Schenkel, welcher das Pulver enthielt, damit völlig erfüllt war. Durch vorsichtiges Erwärmen wurde dann das Pulver von dem anhaftenden Wasser befreit und durch starkes Erhitzen zersetzt. Bringt man die Stelle des Rohres vor dem Pulver zuerst zum Glühen, so ist die Menge des freien Wasserstoffs erheblich größer, es gelingt aber kaum allen entstehenden Phosphorwasserstoff zu zersetzen. Es wurde deshalb nach dem Erkalten die Volumzunahme des Gases markirt, der entstandene Phosphorwasserstoff durch Kupferlösung absorbiert und dadurch dessen Volumen ermittelt. Das daraus berechnete Volumen Wasserstoff zu dem direkt gemessenen Wasserstoff addirt, ergab den Wasserstoffgehalt der Verbindung. Zur Bestimmung des Phosphors wurde das Pulver durch Salpetersäure in Phosphorsäure verwandelt und diese an Bleioxyd gebunden zur Wägung gebracht. Bei den verschiedenen Versuchen wurden 0,08 bis 0,20 Grm. Substanz

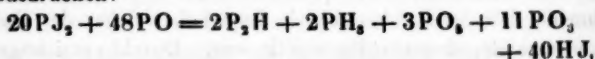
1) Pogg. Ann. Bd. 17, S. 521.

angewandt und die dabei gefundene Wasserstoffmenge für 1 Grm. Substanz umgerechnet. Dieselbe schwankte zwischen 167 und 186 Cubk.-Centim. und ergab als Mittel aus 7 Versuchen 176,9 Cubk.-Centim. Aus diesen Zahlen und der Bestimmung des Phosphors ergibt sich als die procentische Zusammensetzung des Körpers:

	Gefunden	Berechnet
Phosphor	99,00	98,41
Wasserstoff	1,58	1,59
	<u>100,58</u>	<u>100,0.</u>

Aus dem gefundenen Werthe berechnet sich die Formel der Verbindung P_2H , welche die unter »berechnet« aufgeführte Zusammensetzung verlangt, und es müßte 1 Grm. 177,3 Cub.-Centim. Wasserstoff liefern.

Was die Ausbeute an festem Phosphorwasserstoff betrifft, so erhielt ich zwischen 1,9 bis 2,3 Proc. von angewandtem Jodphosphor. Vielleicht läßt sich die Einwirkung des Phosphorbijodids auf Wasser durch die Gleichung ausdrücken:



dieselbe verlangt 2,2 Proc. Ausbeute. Dabei erhält man dieselbe Menge Phosphorwasserstoff, ob der Jodphosphor auf kaltes oder warmes Wasser einwirkt, nur ist das durch kochendes Wasser erhaltene Produkt von mehr rein gelber Farbe. Es dürfte sich diese Methode zur Darstellung des noch wenig bekannten Körpers durch Sicherheit, Einfachheit und besonders durch die Reinheit des gewonnenen Productes vor den sonst üblichen Darstellungsweisen empfehlen.

XII.
Arb

(Ba

In d
Gleich
habe
selbe
ten,
ßen,
diese
perim
system
Syste
sagte
rück
Gesie
habe
chen
den,
in d
Lam
gens
einig
nung
und
Ober
eine
Absi
hielt

XII. Bericht des Hrn. Plateau betreffend die Arbeit des Hrn. Lamarle: Ueber die Stabilität flüssiger Systeme von dünnen Lamellen.

(Bull. de l'acad. roy. de Belgique, Sér. II, T. XVII et XX; von Hrn. Plateau mitgetheilt.

Erster Theil.

In der sechsten Reihe meiner Untersuchungen *Ueber die Gleichgewichtsfiguren einer flüssigen Masse ohne Schwere* habe ich die Gesetze für die Lamellen, welche in einer selben flüssigen Kante endigen, und für die flüssigen Kanten, welche in einem selben flüssigen Punkt zusammenstoßen, theils experimentell, theils theoretisch festgestellt. Aus diesen Gesetzen schloß ich, und suchte es durch das Experiment zu bestätigen, daß jedes laminare Gleichgewichtssystem, welches ihnen nicht Genüge leistet, ein instabiles System ist. Endlich am Schlusse dieser nämlichen Reihe sagte ich:

»Ich werde nochmals auf die laminaren Systeme zurückkommen, um die Theorie unter einem allgemeineren Gesichtspunkt aufzufassen. Wie ich nämlich schon bemerkt habe, können in der That die flüssigen Lamellen, aus welchen sie bestehen, als gespannte Membranen betrachtet werden, und alsdann begreift man, ordnet sich jedes System in der Weise, daß die Summe der Oberflächen aller seiner Lamellen ein Minimum sey. Allein ich spare diesen Gegenstand für eine andere Reihe auf.«

Indem ich mich so ausdrückte, schlug ich bloß vor, einige besondere, wegen ihrer Einfachheit direct der Rechnung zugängliche Laminarsysteme als Beispiele zu nehmen und zu zeigen, daß in jedem derselben die Summe der Oberflächen der Lamellen ein Minimum ist in Bezug auf eine gewisse Art der Entstellung; allein ich hatte nie die Absicht, das Problem allgemein zu behandeln, denn ich hielt die Sache für unangreifbar. Ich sah ein, daß zwi-

schen dem Princip des Minimums der Flächensumme und meinen Gesetzen eine nothwendige Abhängigkeit bestehe, allein ich konnte diese Abhängigkeit nicht erhaschen und es schien mir fast unmöglich sie zu entdecken. Alle diese Schwierigkeiten hat nun Hr. Lamarle mit bewundernswerthem Scharfsinn und seltenem Glück gehoben.

Er beginnt damit, das Minimumsprincip klarer als ich es gethan auseinanderzusetzen, und davon ausgehend beschäftigt er sich dann mit den Lamellen, die in einer selben flüssigen Kante zusammenstoßen. Er denkt sich irgend eine Anzahl ebener Lamellen, die von starren Kanten ausgehen und sich alle in einer gemeinschaftlichen flüssigen Kante vereinigen, und er schneidet sie insgesamt durch eine auf letzterer winkelrechte Ebene. Der Durchschnitt besteht aus Geraden, die respective von festen Punkten ausgehen und alle in einem selben Punkte zusammentreffen; er zeigt zunächst durch elementare geometrische Betrachtungen, daß, wenn der Geraden drei da sind, ihre Summe ein Minimum seyn wird, sobald sie gleiche Winkel mit einander bilden. Sind der Geraden mehr vorhanden, so beweist er, immer durch sehr einfache Betrachtungen, daß man, um eine Minimalsumme zu haben, den einzigen Vereinigungspunkt ersetzen muß durch mehr, verknüpft mit einander durch hinzugefügte Gerade in der Weise, daß an jedem dieser Punkte nur drei Geraden da sind, welche gleiche Winkel mit einander bilden. Da endlich die Summe der Geraden abnimmt, wenn man mit dem Ursprung dieser Modificationen beginnt, d. h. im Fall von z. B. mehr als drei Geraden, sobald der Vereinigungspunkt sich verdoppelt, um die Entstehung von additionellen Geraden und Punkten zu veranlassen, so folgt, daß die Demonstration auch für krumme Linien gilt, denn man kann diese in unmittelbarer Nähe des Vereinigungspunkts immer durch ihre Tangenten ersetzen. Hr. Lamarle zeigt nun, daß alle diese Resultate sich auf die Lamellen selbst, ob ebene oder krumme, erstrecken, deren Gesamtheit von der erwähnten Ebene geschnitten wird, d. h. das Minimum der Oberflächensumme

erfor
zu d
S
bewi
lich
melle
an d
H
Kant
stofse
neu
nern
dingu
sie, g
gleich
ihnen
welch
Auf
ramid
deren
120°
Polyg
und
der r
der t
durch
ser s
repräs
lygon
Orten
leer z
daß m
die v
unter
W
sphäris
man d

erfordert, daß diese Lamellen sich an jeder flüssigen Kante zu dreien unter gleichen Winkeln vereinigen.

Somit findet sich das erste meiner Gesetze vollständig bewiesen und aus dem Minimumprincipe hergeleitet, nämlich daß in jedem Laminarsystem niemals mehr als drei Lamellen an einer selben flüssigen Kante zusammenstoßen und an dieser Kante gleiche Winkel miteinander bilden.

Hr. Lamarle schreitet hierauf zu der Frage nach den Kanten, die in einem selben flüssigen Punkt zusammenstoßen. Um sie zu behandeln, denkt er sich, daß die ebenen flüssigen Lamellen alle in einem selben Punkt im Innern des Systemes zusammentreffen und er sucht die Bedingungen, welche diese Lamellen erfüllen müssen, damit sie, gemäß dem vorgenannten Gesetz, sich zu je drei unter gleichen Winkeln vereinigen können. Er betrachtet den ihnen gemeinsamen Punkt als Mittelpunkt einer Kugel, welche sie also nach Bögen größter Kreise schneiden. Auf diese Weise hat man eine gewisse Anzahl hohler Pyramiden, deren Scheitel in einem selben Punkt liegen und deren Basen sphärische Polygone sind, deren Winkel alle 120° betragen. Hr. Lamarle bemerkt zunächst, daß diese Polygone nur Drei-, Vier- und Fünfseite seyn können, und dieß liefert ihm eine analytische Relation zwischen der respectiven Anzahl dieser verschiedenen Polygone und der totalen Anzahl der Lamellen; eine andere findet er durch die Bedingung, daß die Summe der Oberflächen dieser selben Polygone die gesammte Oberfläche der Kugel repräsentiren muß; endlich müssen alle die besagten Polygone bloß neben einander gelegt seyn, ohne an gewissen Orten übereinander zu greifen und an anderen unter sich leer zu seyn. Mittelst dieser drei Bedingungen findet Hr. L., daß nur sieben Vereinigungen von Lamellen möglich sind, die von einem selben Punkte ausgehen und sich zu je drei unter gleichen Winkeln zusammenfügen.

Wenn man in jeder dieser Vereinigungen die Seiten der sphärischen Polygone durch ihre Sehnen ersetzt, so hat man die Gesamtheit der Kanten eines Polyëders, und die

sieben sonach gebildeten Polyëder sind: das regelmäßige Tetraëder, das gerade trianguläre Prisma mit gleichseitiger Basis und einem bestimmten Verhältniß zwischen Höhe und Basisseite; der Würfel; das gerade pentagonale Prisma mit regelmäßiger Basis und einem bestimmten Verhältniß zwischen Höhe und Basisseite; zwei besondere aus Vier- und Fünfseiten zusammengesetzte Polyëder; und endlich das regelmäßige Dodecaëder. Bei diesen Polyëdern beträgt die Anzahl der flüssigen Kanten respective 4, 6, 8, 10, 12, 16 und 20.

Nun beweist Hr. Lamarle, dafs für jedes dieser Systeme, das des regulären Tetraëders ausgenommen, immer eine Art der Entstellung denkbar ist, woraus von ihrem Ursprung ab bis zu einer gewissen Gränze, eine Abnahme der Summe der Flächeninhalte der Lamellen erfolgt. Das System des regulären Tetraëders, in welchem es nur vier flüssige Kanten giebt, die unter gleichen Winkeln in einem selben Punkt zusammentreffen, ist also das einzige, welches Stabilität besitzen könnte. Wenn also die Lamellen eben sind, sind der flüssigen Kanten, die sich in einem selben flüssigen Punkt vereinigen, nothwendig vier an der Zahl, und sie machen gleiche Winkel unter einander. Endlich zeigt Hr. Lamarle, dafs dieselbe Schlusfolgerung für krumme Lamellen, mithin auch für krumme Kanten gültig ist. In der That beschränkt nichts die Kleinheit der oben erwähnten Kugel und folglich ist man im Stande diese Kugel so klein anzunehmen, dafs die in ihrem Innern liegenden Stücke der Lamellen als eben betrachtet werden können.

Mein zweites Gesetz, nämlich dafs bei jedem stabilen Laminarsysteme die in einem selben flüssigen Punkt zusammentreffenden flüssigen Kanten immer vier an der Zahl sind und an diesem Punkt gleiche Winkel mit einander bilden, ist also von Hrn. Lamarle ebenso vollständig wie das vorhergehende erwiesen und gleichfalls aus dem Minimumsprincip hergeleitet.

Fügen wir hinzu, dafs die von Hrn. Lamarle voraus-

gesetzten Entaltungsweisen, welche er mittelst einer sinnreichen Idee alle unter ein Princip bringt, genau diejenigen sind, welche zu reellen Resultaten führen, d. h. zu denjenigen, welche man durch Versuche mit Gerippen von Eisendraht erhält.

Kurz Hr. Lamarle hat Aufgaben gelöst, die von ungemeiner Schwierigkeit zu seyn schienen, und seine Arbeit trägt wesentlich zur Vervollständigung der Theorie der flüssigen Lamellen bei.

Zweiter Theil.

In dem ersten Theil seiner Arbeit hat sich Hr. Lamarle speciell mit theoretischen Fragen über die Stabilität der Laminarsysteme beschäftigt; in dem gegenwärtigen Theil wendet er sich zu dem Versuch mit Gerippen von Eisendrähten und Glycerinflüssigkeit oder einfach Seifenwasser. Er studirt zunächst die Systeme der sieben Polyëdertypen, die er im ersten Theil betrachtet hat, nämlich diejenigen welche, abgesehen von der Stabilität, aus ebenen Lamellen bestehen, die alle in einem einzigen Punkt im Centrum der Figur zusammenstoßen und meinen Gesetzen genügen. Er bestätigt in Betreff dieser Systeme die Resultate, welche ich in meiner sechsten Reihe beschrieben habe, und setzt sie in Beziehung mit den Formeln seines ersten Theiles; allein er gelangt überdies entweder durch den Versuch allein, oder unterstützt durch den Calcül, zu einer Reihe neuer Resultate, von denen ich hier einen Abriss geben will.

Erinnern wir uns zunächst, um Wiederholungen zu vermeiden, daß wenn man, nach einer mir von Hrn. Van Rees mitgetheilten und von mir in der sechsten Reihe erwähnten Beobachtung, das gewöhnliche System eines Gerippes verwirklicht hat, die Basis desselben wieder in die Flüssigkeit taucht und dann herauszieht, sich in dieser Basis eine Lamelle bildet, welche darauf zwischen die des Systems aufsteigt und eine gewisse Menge Luft umschließt, woraus inmitten der Figur ein geschlossenes, krummflächiges La-

minarpolyöder entsteht. Folgendes sind die Resultate des Hrn. Lamarle.

1. System des regulären Tetraëders.

In dem laminaren, convex flächigen Tetraëder, welches man durch obiges Verfahren inmitten der Figur erzeugt, ergiebt sich: 1) Die Flächen sind von sphärischer Krümmung und dem gemäß die Kanten von kreisrunder Krümmung; 2) Der Mittelpunkt der Kugel, zu welcher jede der Flächen gehört, liegt im gegenüberstehenden Scheitel; 3) Der Mittelpunkt des Kreises, zu welchem jede der Kanten gehört, liegt in der Mitte der Sehne der gegenüberstehenden Kante.

2. System des geraden dreiseitigen Prismas mit gleichseitiger Grundfläche.

1. Bezeichnet a die Seite der Grundfläche und liegt die Höhe des Prismas zwischen dem Typenwerth $\frac{a}{\sqrt{6}}$ und einem Werthe, der genau oder sehr nahe gleich $\frac{a}{2}$ ist, so kann man nach Belieben, durch zweckmäßiges Handhaben, inmitten der aus einer einzigen Eintauchung hervorgehenden Figur, eine den Basen parallele dreiseitige Lamelle oder eine den Seitenkanten parallele flüssige Kante erhalten. Ich hatte diese beiden Formen schon angedeutet, aber als gehörig zu respective Höhengränzen von größerer gegenseitiger Entfernung.

2. Um inmitten der Figur ein dreiseitiges Laminarprisma verwirklichen zu können, darf das Verhältniß zwischen der Höhe des Gerippes und der Seite der Base eine gewisse Gränze nicht überschreiten.

3. Wenn man dieses Laminarprisma erhält, sind seine Flächen niemals von sphärischer Krümmung; um solche Krümmungen annehmen zu können, müßten die Seitenkanten dieses selben Laminarprismas bis zu Null reducirt werden. Dieser Bedingung kann man sich so viel wie man will nähern; man kann sie sogar erreichen, aber nicht

bleibend, weil dann in jedem der Scheitel des laminaren Polyeders sechs flüssige Kanten zusammenstoßen, was, wie ich durch den Versuch festzustellen gesucht habe und Hr. Lamarle im ersten Theil dieser Arbeit bewiesen, die Instabilität des Systems nach sich zieht.

3. System des Würfels.

1. Die Flächen des laminaren Hexaëders, welches man inmitten der Figur bildet, sind von sphärischer Krümmung, und der Radius der Kugeln, zu welchen sie gehören, ist gleich dem Anderthalbfachen der Geraden, welche zwei entgegengesetzte Scheitel einer von ihnen verbindet.

2. Giebt man dem Gerippe eine Höhe größer als die Seite der Basis, macht man es also zu einem geraden Prisma mit quadratischer Basis, so giebt das Verfahren des Hrn. Van Rees gleichfalls ein inneres Laminarprisma mit krummen Flächen, vorausgesetzt, daß die Höhe des Gerippes nicht zu groß sey. Aber diese Flächen sind niemals von sphärischer Krümmung.

3. Wenn die Höhe des Gerippes die Seite der Basis bedeutend übertrifft, so zeigt sich die centrale Lamelle des gewöhnlichen Systems immer parallel zweien der Seitenflächen; wenn aber der Ueberschufs der Höhe hinreichend klein ist, kann man durch ein zweckmäßiges Mittel diese Lamelle in eine andere, der Basis parallele verwandeln, analog dem, was man vorhin beim System des dreiseitigen Prisma gesehen hat.

4. System des geraden fünfseitigen Prisma mit regelmäßiger Basis.

1. Den Radius des in die Basis eingeschriebenen Kreises mit r bezeichnend, hatte ich in meiner sechsten Reihe als Werth der Typen-Höhe $2r\sqrt{3} = 2r \times 1,732$ gegeben. Dieser Werth, zu welchem ich mit Vernachlässigung der äußerst schwachen Krümmungen der Lamellen des Systems gelangt war, ist nicht ganz genau. Der wahre Werth ist:

$$\frac{2r\sqrt{2}}{\sqrt{3} - \sqrt{5}} = 2r \times 1,618.$$

2. Auch hier darf, um inmitten der Figur ein pentagonales Laminarprisma darstellen zu können, die Höhe des Gerippes nicht zu groß gegen die Dimensionen seiner Basis seyn. Unter diesen Bedingungen, und sobald die Höhe die Typenhöhe übertrifft, hat das Laminarprisma Flächen von sphärischer Krümmung, wenn man ihm ein gewisses bestimmtes Volum in Bezug auf die Dimensionen des Gerippes giebt. Dieses Laminarprisma hat alsdann eine Höhe gleich dem 21,853fachen der Sehne der Seite seiner Basis, und der Radius der Kugeln, zu welchen seine Flächen gehören, ist gleich dem 23,072fachen dieser selben Sehne.

3. Wenn die Höhe des Gerippes sehr wenig geringer ist als die Typenhöhe, so kann man, bei gewissen Handthierungen, nach Belieben durch eine einzige Eintauchung entweder eine sehr kleine pentagonale Lamelle inmitten der Figur erhalten oder auch ein anderes System d. h. dasjenige, welches der Typenhöhe oder einer grösseren Höhe entspricht.

5. System des regelmäßigen Dodecaëders.

Die Flächen des laminaren Dodecaëders, welches man inmitten des Systems bildet, sind von sphärischer Krümmung; der Radius der Kugeln, zu welchen sie gehören, ist ungefähr gleich der 23fachen Sehne ihrer Seite.

Bei allen obigen Systemen mit innerem Laminarpolyëder, wenn dessen Flächen von sphärischer Krümmung sind, sind alle Lamellen, die sich von den Kanten des Gerippes bis zu denen des Laminarpolyëders erstrecken, eben, und folglich sind alle flüssigen Kanten, welche die Scheitel des Gerippes mit denen dieses selben Polyëders verbinden, gerade.

6. Systeme zweier besonderen Polyëder.

Diese Polyëder, sowie ihre Laminarsysteme, würden, um wohl verstanden zu seyn, eine lange Beschreibung oder Abbildungen erfordern. Ich werde mich daher begnügen, nur einige Worte darüber zu sagen.

Das erste Polyëder besteht aus zwei gleichen und pa-

rallelen Quadraten, gedreht in Bezug auf einander um einen Viertelkreis und verbunden mit einander durch acht halbbreguläre Pentagone. In jedem dieser Pentagone macht die Ebene, welche die mit einem der Quadrate gemeinschaftliche Seite und die beiden anliegenden Seiten enthält, mit der Ebene, welche die beiden anderen Seiten enthält, einen einspringenden Winkel von etwa 168° . Dieses Gerippe liefert fünf verschiedene Laminarsysteme, die man nach Belieben erhält, und überdies kann man in der Mitte acht gleichfalls verschiedene Laminarsysteme darstellen.

Das zweite polyëdrische Gerippe, von noch schwieriger Beschreibung, besteht aus vier Rectangeln und vier halbbregelmäßigen Pentagonen; jedes dieser Pentagone ist auch aus zwei Theilen gebildet, deren Ebenen einen einspringenden unter sich bilden. Dieses Gerippe giebt zwei verschiedene Laminarsysteme, und man kann darin vier innere Laminarpolyëder darstellen.

Herr Lamarle verläßt hierauf die Typenpolyëder und entwickelt einige allgemeine Betrachtungen über die Laminarsysteme der übrigen Gerippe.

Er wählt, als Beispiel eines detaillirten Studiums, das reguläre Octaëder. Mit Hülfe eines Kunstgriffs im Folgeru gelangt er a priori und alleinig durch die Theorie zu fünf verschiedenen Laminarsystemen, welche sehr wahrscheinlich in dem besagten Gerippe die einzig möglichen sind. Das erste besteht ganz aus ebenen Lamellen und seine Mitte ist eingenommen von dem gemeinschaftlichen Scheitel sechs spielförmiger (*fer de lance*) Vierseite, welche ihre scharfen Scheitel respective an den sechs Scheiteln des Gerippes haben. Das zweite besteht aus krummen Lamellen und bietet in seiner Mitte eine sechsseitige Lamelle dar. Diese beiden Systeme hatte ich schon angegeben; die drei neuen, von Herrn Lamarle aufgefundenen, welche aus gekrümmten Lamellen bestehen, enthalten in ihrer Mitte eine pentagonale Lamelle, ein anderes eine vierseitige trapezoidale Lamelle und das letzte eine Lamelle von vier gleichen Sei-

ten, Hr. L. stellt alle diese Systeme nach Belieben dar und läßt, ebenfalls nach Belieben, eins in das andere übergeben. Er verweilt besonders bei dem ersten dieser fünf Systeme d. h. bei demjenigen, welches nur ebene Lamellen hat, und zeigt, daß die Dimensionen seiner Theile unter sich und zu den Dimensionen des Gerippes in sehr einfachen numerischen Beziehungen stehen.

Was die innern Laminarpolyëder betrifft, so stellt Hr. L. in diesem selben Systeme funfzehn verschiedene dar. Es gelingt ihm, sie alle aus der Theorie zu entwickeln und sie theoretisch und experimentell von einander abzuleiten.

Endlich beschäftigt sich Hr. L., immer relativ auf dasselbe Geripp, mit einer Gattung von Systemen, welche er unvollständige nennt, weil man sie erzeugt, wenn man in einem schon gebildeten Systeme gewisse Lamellen sprengt, wo sie dann leere Räume bilden. Wenn man inmitten des Systems mit ebenen Lamellen eins der obigen Laminarpolyëder herstellt, bilden sich sechs kleine dreieckige Lamellen, welche in diesem Polyëder enden. Indem Hr. L. zwei oder vier dieser Lamellen sprengt, erhält er die unvollständigen Systeme, von denen die Rede war. Für drei von ihnen, die aus dem Verschwinden zweier entgegengesetzten Lamellen entspringen, werden die innern Polyëder, die ursprünglich Octaëder sind, Hexaëder und zwar von sehr eleganten Formen. Das Verschwinden zweier anderen gegenüberstehenden Lamellen verwandelt eins dieser Hexaëder in ein Tetraëder von sonderbarem Ansehen, weil seine Flächen verdreht sind.

Dieser zweite Theil der Arbeit des Hrn. L. bildet eine merkwürdige Ergänzung zu dem ersten.

XIII. Untersuchung über die Drehwirkung, welche der Quarz auf die Polarisationssebene der brechbaren Strahlen des Spectrums ausübt;

von Hrn. P. Desains.

(Compt. rend. T. LXII, p. 1277.)

In einer Abhandlung in den *Ann. de chim. et phys. Sér. III, T. XXX, p. 267* ¹⁾ haben wir, De la Provostaye und ich, die drehende Wirkung untersucht, welche die sogenannten *activen* Substanzen auf die Wärmestrahlen des sichtbaren Spectrums ausüben. Ich habe diese Untersuchung auf den dunklen Theil der Sonnenstrahlung ausgedehnt, und erlaube mir hier, der Akademie die erlangten Resultate mitzutheilen.

Als ich zuvörderst mit Strahlen operirte, die in dem angewandten Spectrum eine beinahe symmetrische Lage des Gelb in Bezug auf das äußerste Roth einnahmen, erkannte ich, daß die Polarisationssebene dieser Strahlen nur eine Drehung von 19° erfuhr, wenn sie winkelrecht durch eine Quarzplatte gingen, welche das mittlere Roth desselben Spectrums um 52° zu drehen vermochte.

Nach Erlangung dieser Thatsache operirte ich mit noch weniger brechbaren Strahlen in der symmetrischen Region des Blau in Bezug auf das äußerste Roth; ich fand Wärme, deren Polarisationssebene nur eine Drehung von 8 bis 9° durch Wirkung der eben genannten Quarzplatte erlitt. Unter gleichen Umständen war also die Drehung dieser Strahlen ungefähr sechzehn Mal schwächer als die des äußersten Violett des Hrn. Biot. Ihre Wellenlänge würde also vier Mal größer seyn als die dieses Violett characterisirende, wenn es wahr wäre, daß man bis zu diesen äußersten Grenzen, wenigstens als erste Annäherung, annehmen könnte, daß die Drehungen umgekehrt proportional seyen den Quadraten der Wellenlängen.

Um die eben erwähnten sehr schwachen Drehungen be-

1) Diese Ann. Bd. LXXXII, S. 114.

quem zu beobachten, hat man nicht nöthig, mit isolirten Strahlen aus dem dunklen Theil eines Spectrums zu operiren. Leitet man ein Sonnenbündel durch eine etwas dicke Schicht einer nach Hrn. Tyndall's Angabe bereiteten Lösung von Jod in Schwefelkohlenstoff, so bleiben fast nur Strahlen übrig, die denen, mit welchen die obigen Beobachtungen gemacht wurden, ähnlich sind.

Ich habe über diesen neuen Punkt eine ziemlich beträchtliche Zahl von Versuchen angestellt und werde eine Reihe derselben beschreiben.

Ein gut polarisirtes Sonnenbündel, durch eine Schicht jener Jodlösung geleitet, ward vollständig ausgelöscht, als mein Zerleger auf 45° stand. Die Dazwischensetzung des Quarzes rief wieder eine Wirkung auf das Rheometer hervor, aber diese Wirkung verschwand abermals, als der Zerleger auf 55° gestellt ward; alle in anderen Azimuten gemachten zeigten übereinstimmend, daß die Drehung wirklich 10 Grad betragen habe. Hier die Beobachtungen:

Stellung des Zerlegers	Ablenkung
55	0
55	0,1
— 35	20,5
+ 10	10
+ 100	10,5

Für gleich weit von 55° abstehende Stellungen des Zerlegers sind die Ablenkungen gleich, und die Summe derer, die man bei +10 und bei +100 erhält, ist gleich der, welche man bei — 35 bekommt, wie es seyn muß. Die Theilung des bei diesen Messungen angewandten Limbus geht von Null aus nach beiden Richtungen bis 180. Der Quarz war immer derselbe.

Ich schliesse diese Notiz mit Erwähnung einiger Beobachtungen ganz anderer Art, die mir indess die obigen Resultate zu bestätigen scheinen. Hr. Dumoulin-Froment hatte die Güte, mir ein von ihm selbst verfertigtes feines Gitter (*réseau au 250 $^\circ$*) anzuvertrauen. Auf diesen zarten Apparat liefs ich ein Sonnenbündel fallen, welches durch

eine schmale Oeffnung geleitet und durch eine Linse concentrirt worden war; in zweckmäßigeren Abstände erhielt ich auf einem Schirm die Fraunhofer'schen Erscheinungen in großer Reinheit. Als ich die Säule in die dunklen Räume stellte, die sich dieß- und jenseits des centralen Bündels ausbreiteten, erhielt ich keine Ablenkung. Dagegen wurde die Magnetnadel durch die Wirkung der grünen, gelben und rothen Strahlen des ersten Spectrums zuweilen bis auf 15° getrieben. Die Gränze des äußersten Roth dieses Spectrums berührte das Violett des zweiten. Bei Auffangung der in dieser Region liegenden Strahlen erhielt ich noch 10° Ablenkung; weiterhin nahmen die Wirkungen rasch ab, und unter den Umständen bei meinen Versuchen erhielt ich nur noch eine Ablenkung von 2 bis 3° als ich das Orange und das Gelb des zweiten Spectrums nebst den diesen Farben benachbarten Portionen des Roth und des Grün mit der Säule auffing; allein und das ist der Punkt, den ich hervorhebe: als ich eine Zelle voll der erwähnten Jodlösung in die Bahn der Strahlen einschaltete, verlöschten alle Wirkungen, welche von der Wärme im sichtbaren Theil des ersten Spectrums bis zum Violett des zweiten hervorgebracht waren, während, wenn die Säule so gestellt worden, daß sie das Grün, das Gelb und das Orange dieses zweiten Spectrums aufnahm, die Dazwischensetzung der Jodlösung die Wärmewirkung nicht vollständig vernichtete. Das war also, in dem ersten Spectrum, die Lage der dunklen Strahlen, die von der Jodlösung durchgelassen wurden. Diese letzten Resultate wurden mit einer sehr empfindlichen Thermosäule erhalten, welche Hr. Ruhmkorff nach den neueren Angaben des Hrn. E. Becquerel construirt hatte.

XIV. *Ueber die Töne rotirender Stimmgabeln;*
 von W. Beetz.

Die Brüder Weber haben in ihrer Wellenlehre ¹⁾ folgenden Versuch beschrieben: »Wenn man eine Stimmgabel so in eine Drechselbank einspannt, daß die Stimmgabel um die Längenaxe ihres Stiels gedreht werden kann, so bemerkt man, daß die tönende Stimmgabel aufhört zu tönen, wenn ihre Umdrehungen eine gewisse Geschwindigkeit erreicht haben, aber der Ton wieder wahrnehmbar wird, wenn man das Rad der Drechselbank plötzlich anhält. Es ist dieses nicht so zu erklären, daß das Geräusch der Drechselbank die Stimmgabel übertäube, denn auch dann, wenn man die Oeffnung einer cylinderförmigen Röhre in die Nähe der Zinken hält, und an die andere Oeffnung der Röhre das Ohr bringt, überzeugt man sich davon, daß die Umdrehung zwar nicht die Schwingung der Gabel aufhebt, aber die Mittheilung derselben an die Luft hindert. Wir können von dieser merkwürdigen Erscheinung noch keine Erklärung geben.«

Ich hatte schon vor langer Zeit diesen Versuch wiederholt, war aber zu einer ganz anderen Wahrnehmung gelangt, worüber ich der physikalischen Gesellschaft zu Berlin Bericht erstattet habe ²⁾. Ich hörte nämlich niemals, daß der Ton der Stimmgabel verschwand, sondern nur, daß er geschwächt wurde, und daneben hörte ich deutlich einen höheren Ton und eine Reihe von Stößen, deren Zahl mit der Anzahl der halben Umdrehungen der Stimmgabel zusammenfiel. Die Herren W. und E. H. Weber, denen ich mein abweichendes Resultat mitgetheilt hatte, konnten leider die Gabel, welche sie angewandt hatten, nicht mehr auffinden; Hr. W. Weber schrieb mir indess, es sey eine gewöhnliche A-Gabel gewesen, und sprach die Vermuthung

1) Wellenlehre S. 510.*

2) Fortschritte der Physik 1850—51. Bd. VIII u. IX, S. VIII.

aus, daß bei ihren Versuchen der höhere Ton dadurch unmerklicher geworden sey, weil sie einen geräuschvolleren und langsamer laufenden Drehapparat angewandt hätten als ich. Eine genügende Erklärung der Erscheinung zu geben, gelang damals ebenfalls nicht.

Neuerdings wurde meine Aufmerksamkeit auf die fast vergessene Beobachtung durch den schönen Versuch von König geleitet, bei welchem der Ton einer Stimmgabel höher gehört wird, wenn man sie dem Ohre nähert, so daß die Anzahl der Schwebungen, welche sie mit einer andern Gabel in der Ruhe gegeben hat, dadurch verändert wird¹⁾. Der Gedanke lag nahe, daß die beiden Zinken der gedrehten Stimmgabel dem Ohre zwei verschieden hohe Töne zusenden, indem sich die eine demselben nähert, die andere sich entfernt. Ich nahm deshalb meine Versuche wieder auf, die mich jetzt aber zu einer ganz andern Auffassung der Erscheinung geführt haben.

Die vortrefflichen Gabeln, über welche man jetzt verfügt, erlauben den Versuch sehr entscheidend anzustellen. Ich benutzte besonders eine c_1 Gabel (512 Schwingungen) von Lange in Berlin, und eine c_2 Gabel (1024 Schwingungen) von König in Paris, erstere mit 155, letztere mit 100^{mm} langen Zinken. Der Durchschnitt einer Zinke war bei beiden Gabeln, wie bei allen gebräuchlichen, ein Rechteck; an der Spitze der c_1 Gabel 11^{mm} lang, 6^{mm} breit, an der der c_2 Gabel 14^{mm} lang, 6^{mm} breit, so daß die geringere Dicke der Zinke jedesmal der Richtung entspricht, in welcher die Gabel, wenn sie gestrichen wird, ihre Schwingungen ausführt. Wurden diese Gabeln in der Drehbank befestigt zum Tönen gebracht, und dann, um ihre Axe mit der Geschwindigkeit von etwa 12 Umdrehungen in der Secunde gedreht, so erhöhte sich der Ton c_1 um etwa $\frac{1}{2}$, und c_2 um etwas über einen halben Ton. Daneben wurden die früher erwähnten Schwebungen, zwei bei jeder Umdrehung, gehört. Um die Tonerhöhung auch solchen Personen, welche Tonhöhen schlecht unterscheiden, recht merk-

1) König, *Catalogue des appareils d'acoustique* p. 16, No. 75.*

lich zu machen, braucht man nur ein Resonanzgefäß unmittelbar unter die rotirende Gabel zu stellen. Ist dies auf den Ton der Gabel gestimmt, so hört man bei langsamer Drehung nur die von den Brüdern Weber beobachtete Interferenzerscheinung. Dreht man schneller, so zieht sich der Ton heulend in die Höhe; stimmt man aber das Gefäß allmählich höher, so tönt es mit der gedrehten Gabel immer heller mit, bis die oben angegebene Höhe erreicht ist. Ebenso hört man die Tonerhöhung vortrefflich, wenn man einen Helmholtz'schen Resonator ins Ohr steckt, dessen Tonhöhe mit der der gedrehten Gabel zusammenfällt. Diese Erscheinung hat aber mit der Mittheilung des Schalles an die Luft und mit der Fortpflanzung desselben in der Luft gar nichts zu schaffen, denn man hört sowohl die Tonerhöhung, als die Schwebungen ganz ebenso gut, ja besser, wenn man den Kopf mit verstopften Ohren an irgend einen Theil der Drehbank anstëmmt. Die Erscheinung ist also durchaus objectiv, die Schwingungen der Gabel werden in der That beschleunigt. Sie ist nichts als eine andere Gestalt des Foucault'schen Pendelversuchs. Die Schwingungen haben das Bestreben, in der Ebene, in welche sie erregt wurden, zu verharren; sie gehen also gleichsam auf einen Stab von größerer Dicke über und erzeugen deshalb einen höheren Ton. Die Elongation der Schwingungen wird dabei kleiner; sie wächst aber allmählich wieder, und erreicht jedesmal ein Minimum, wenn die Gabel wieder ihre ursprüngliche oder eine um 180° gegen diese gedrehte Stellung einnimmt. Dadurch entstehen die Schwebungen, deren Zahl natürlich nur halb so groß ist, als die der Stöße, welche man beim Weber'schen Interferenzversuch hört. Wird die Gabel nur langsam gedreht, so folgt die Schwingungsebene der Drehung der Masse, man hört nur den Grundton und keine Stöße; bei schnellerer Drehung treten bald, auch objectiv, die Stöße auf, dann zieht sich der Ton in die Höhe, aber nie so weit, daß er den Schwingungen eines Stabes von der größeren Dicke der Gabelzinken entspräche. Zum Beweise für die Richtigkeit

dieser Auffassung experimentirte ich auf einer sehr geräuschlos laufenden Rotationsmaschine mit zwei kleineren Gabeln, denen ich 25 Umdrehungen in der Secunde geben konnte. Die Zinken der einen Gabel (g_1) waren 6^{mm} breit, 1^{mm},5 dick (die Dicke in der Richtung genommen, in welcher man die Gabel anstreicht), die der anderen (cis_1) 1^{mm},5 breit und 6^{mm} dick. Der Ton der g_1 -Gabel ging bei der Rotation um eine Quart in die Höhe, der der cis_1 -Gabel um $\frac{1}{2}$ Ton hinunter; daneben hörte man bei dieser Gabel noch einen dritten, etwas höheren Ton, gewiss dadurch erzeugt, daß die grössere Dicke der Zinken in der Richtung der Diagonale ihrer Durchschnittsflächen liegt, und die Schwingungsebene durch diese Richtung hindurchgehen muß, ehe sie die der Breite erreicht.

Viel auffallender, weil einfacher, ist der Versuch, wenn man ihn mit einem einzelnen Stabe statt mit einer Stimmgabel anstellt. Ich konnte keinen Stab finden, der an einem Ende eingespannt, hinreichend stark und lange getönt hätte. Mit einem an beiden Enden freien Stab gelingt dagegen der Versuch vortrefflich. Ein Stahlstab von 1^m Länge, 16^{mm} Breite und 8^{mm} Dicke wurde an einem Ende an einem Faden aufgehängt, der die Verlängerung der Axe des Stabes bildete. Faßte ich nun irgend einen seiner Knotenpunkte lose zwischen zwei Finger und brachte ihn durch Anschlagen mit einem weichen Hammer zum Tönen, so erhielt ich den seiner Dicke oder seiner Breite entsprechenden Ton, je nachdem das Anschlagen in der einen oder der andern Richtung geschah, z. B. bei der Schwingung mit fünf Knoten im Sinne der Dicke g_1 , im Sinne der Breite g . Wird nun der Stab im ersten Sinne angeschlagen und dann um 90° gedreht, so hört man deutlich und fast allein g ; wird er im zweiten Sinne angeschlagen und dann um 90° gedreht, so hört man ebenso g_1 . Hier ist also wirklich die Schwingungsebene ganz constant geblieben. Wird der Faden gedreht, und, nachdem der Stab angeschlagen ist, losgelassen, so tönt er beim Rotiren stets mit beiden Tönen, dazwischen noch ein Gebrumm von an-

deren Tönen gebend, welche den schiefen Schnittlinien der Durchschnittsflächen entsprechen. Ein cylindrischer Stab, ganz ebenso behandelt, tönte stets mit seinem Grundtone fort. Läßt man den parallelepipeden Stab ruhig hängen, während er tönt, und geht mit dem Ohr um ihn herum, so hört man keine Tonveränderung; dreht man ihn dagegen an einem gedrillten Faden, den man mit den Zähnen hält, nachdem man sich die Ohren verstopft hat, so hört man sofort den Tonwechsel und die Stöße. Die Erscheinung ist also auch hier von der Fortpflanzung des Schalles in der Luft ganz unabhängig.

Ich versuchte die beschriebene Erscheinung mittelst eines Wheatstone'schen Kaleidophons sichtbar zu machen, und zwar mittelst eines sehr schönen Exemplars von König, das sechs Stäbe hat. Mit dem cylindrischen Stabe gelingt der Versuch sehr vollkommen, so wie ihn Foucault beschrieben hat¹⁾. Die in dem Knöpfe gesehene Schwingungsfigur, sey es die gerade Linie, die Ellipse oder der Kreis, wird ganz stabil, zum Beweise, daß die Schwingungsebene wirklich constant blieb. Ich hoffte eine gleiche Stabilität an den Schwingungsfiguren der anderen Stäbe zu sehen; hier traten aber so verworrene Gestaltungen auf, daß ich alle anderen Figuren fallen ließ, und durch einen senkrecht auf die Stabfläche¹ geführten Stofs immer nur die gerade Linie entstehen ließ. Beim Drehen des Stabes blieb diese Linie keineswegs stehen, vielmehr bildeten sich Figuren, welche zu meiner Ueberraschung bei allen Stäben mit den verschiedensten Dickenverhältnissen die gleichen, aber von der Drehungsgeschwindigkeit abhängig waren. Bei langsamer Drehung entstanden Bilder wie Figur 1, welche bei schnellerer Drehung in Fig. 2, 3 und endlich 4

Fig. 1.

Fig. 2.

Fig. 3.

Fig. 4.



1) Institut No. 920, S. 260; Fortschr. der Physik, 1850 — 51, S. 120*.

übergangen, welche letztere aus zwei concentrischen leuchtenden Kreisen auf matter beleuchteter Fläche besteht. In den zwischenliegenden Drehungsgeschwindigkeiten bilden sich Figuren, welche nicht in sich selbst zurücklaufen, und daher mehr verwischt erscheinen. Alle diese Bilder entstehen in folgender Weise. Blicke die Schwingungsebene eines Stabes constant, so würden seine Schwingungen in der Richtung der größten Dicke eine kleinere, in der der kleinsten eine größere Elongation haben. Man müßte daher einen feststehenden Lichtstreifen sehen, in dem sich die Fig. 5 Umkehrpunkte *a, b, c* und *d*, Fig. 5 als Ruhelagen der Kugeln auszeichneten. Dem festgeklebten kantigen Stabe ist aber diese freie Bewegung nur unvollkommen möglich, darum geht die Figur herum, langsamer als der Stab, aber schnell genug um das Bild Fig. 4 zu geben. Je langsamer die Drehung im Verhältniß zur Schwingungszahl des Stabes wird, desto häufiger kreuzt die in ihrer Lage verrückte Hauptschwingungsebene während einer Umdrehung ihre ursprüngliche Gleichgewichtslage, und es entstehen daher geschleifte Figuren, unter denen nur die Fig. 3, 2, 1 und noch mehrschleifige sich besonders scharf hervorheben, weil sie in sich selbst zurücklaufen. Ihre Gestalt ist also vom Dickenverhältniß ganz unabhängig, sie werden um so schwerer vielschleifig, je langsamer der Stab schwingt. Aus diesen und den bekannten kaleidophonischen Figuren sind dann diejenigen zusammengesetzt, welche ein nicht senkrecht zu einer Seitenfläche schwingender Stab während der Rotation zeigt.

Erlangen, im Juni 1866.

XV. Nachtrag zum Aufsatz von A. Kundt.

(S. 355 dieses Hefts.)

Während des Druckes des Aufsatzes: »Ueber die Erzeugung von Klangfiguren in Orgelpfeifen, etc. etc.« ist es mir mit einigen neu angefertigten, mit einem verstellbaren Labium versehenen Pfeifen, die einen sehr vollen starken Ton gaben, schliesslich doch gelungen, die beschriebenen Klangfiguren statt mit Kieselsäure mit Lycopodium zu erhalten. Dasselbe zeigt freilich die Querrippungen nicht so gut als die leichtere Kieselsäure, indess erhält man bei etwas geneigter Pfeife die Knotenpunkte mit Lycopodium sehr scharf. In denselben Pfeifen zeigte sich mit Lycopodium die Spiralbewegung in der Nähe des Labiums sehr gut, und zwar ist es leicht, eine rechts oder eine links gewundene Spirale zu erhalten, indem man die Richtung des aus dem Kernspalt kommenden Windbandes durch ein etwas schräg vor dem Kernspalt gehaltenes Stückchen Blech oder Papier an der einen oder andern Seite ändert. Dies zeigt, dass die Spiralbewegung, die sich in den meisten Pfeifen zeigt, durch zufällige Unregelmässigkeiten des Kernspalts oder Labiums hervorgebracht wird.

K.